

**PROPOSING AND QUANTITATIVE STUDYING
SELF-CONSISTENT SCENARIO of NUCLEAR CHAIN REACTION
of INDUCED RADIATIVE TRANSITIONS
[NCR of IRT = Gamma-Ray Lasing]**

**Principal Investigator: Lev A. Rivlin
Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics,
and Automation (Technical University = MIREA)**

**78 Vernadsky Ave., Moscow, 117454, RUSSIA
Phone & FAX: (7-095) 434 9317. E-mail: rla@superlum.msk.ru**

**Final Technical Report
May 22, 1996 through May 26, 1997
prepared for European Office of Aerospace Research and Development**

Project: SPC-96-4033. Contract # F61708-96-W0179

DTIC QUALITY INSPECTED 3

19970619 022

REPORT DOCUMENTATION PAGE			Form Approved OMB No. 0704-0188	
Public reporting burden for this collection of information is estimated to average 1 hour per response, including the time for reviewing instructions, searching existing data sources, gathering and maintaining the data needed, and completing and reviewing the collection of information. Send comments regarding this burden estimate or any other aspect of this collection of information, including suggestions for reducing this burden to Washington Headquarters Services, Directorate for Information Operations and Reports, 1215 Jefferson Davis Highway, Suite 1204, Arlington, VA 22202-4302, and to the Office of Management and Budget, Paperwork Reduction Project (0704-0188), Washington, DC 20503.				
1. AGENCY USE ONLY (Leave blank)	2. REPORT DATE May 1997	3. REPORT TYPE AND DATES COVERED Final Report		
4. TITLE AND SUBTITLE Proposing And Quantitative Studying Self-Consistent Scenario Of Nuclear Chain Reaction Of Induced Radiative Transition		5. FUNDING NUMBERS F6170896W0179		
6. AUTHOR(S) Dr. Lev Rivlin				
7. PERFORMING ORGANIZATION NAME(S) AND ADDRESS(ES) Moscow State Institute of Radio Engineering 78 Vernadsky Ave Moscow 117454 Russia		8. PERFORMING ORGANIZATION REPORT NUMBER N/A		
9. SPONSORING/MONITORING AGENCY NAME(S) AND ADDRESS(ES) EOARD PSC 802 BOX 14 FPO 09499-0200		10. SPONSORING/MONITORING AGENCY REPORT NUMBER SPC 96-4033		
11. SUPPLEMENTARY NOTES				
12a. DISTRIBUTION/AVAILABILITY STATEMENT Approved for public release; distribution is unlimited.		12b. DISTRIBUTION CODE A		
13. ABSTRACT (Maximum 200 words) This report results from a contract tasking Moscow State Institute of Radio Engineering as follows: attempting to extend the basic principle of induced boson emission, open up opportunities for using in modern science and technology a new energy range of coherent photons, and introducing into practice a new type of nuclear reactions.				
14. SUBJECT TERMS			15. NUMBER OF PAGES 67	
			16. PRICE CODE N/A	
17. SECURITY CLASSIFICATION OF REPORT UNCLASSIFIED	18. SECURITY CLASSIFICATION OF THIS PAGE UNCLASSIFIED	19. SECURITY CLASSIFICATION OF ABSTRACT UNCLASSIFIED	20. LIMITATION OF ABSTRACT UL	

Table of Contents

Introduction	2
I. Stimulated emission from monokinetized nuclear beam with hidden inversion	4
II. External ignition of gamma-ray giant-pulse emission	8
III. Igniting the burst-like annihilation by external soft photons	13
IV. Efficient pumping and igniting source of noncoherent X-rays	16
V. Further R&D (Proposals)	17
References	19
Appendix: Re- and pre-prints of articles published during this Contract	20

Introduction

The problem of gamma-ray lasing attracts attention of many explorers for more than three decades [1-3]. Solving this problem will -

- extend the basic principle of induced boson emission, successfully applied in the optical laser physics, to a new class of quantum oscillators, namely, nuclei and antiparticles;

- open up opportunities for using in modern science and technology a new energy range of coherent photons, namely, keV and even MeV;

- introduce into practice a new type of nuclear reactions, namely, the chain reaction of induced radiative transitions.

I believe that progress in this field will give birth to a new branch of science and technology - **QUANTUM NUCLEONICS** - that should extrapolate quantum electronics and non-linear optics into new range of high photon energies and new quantum amplifying media.

The interest in achieving induced emission of gamma-rays has frequently peaked in the intervening years. The very first maximum of efforts arose in the early sixties when preliminary treatments were made independently in Russia [4,5] and in the USA [6,7]. The second peak arose in 1974. In Russia this peak was initiated by the efforts of a brilliant scientist Professor Rem Khokhlov, the Rector of the Moscow State University. Unfortunately this promising period ended in 1977, when Khokhlov, an enthusiastic mountain-climber, perished in the Pamirs range.

Today we record a new peak of interest, perhaps the most significant in terms of experimental investigations. This period has been marked by the world's first experimental approach to one of the most important side of the problem, the pumping of nuclear isomers. This has been undertaken by the group of Professor C.B. Collins from the Center for Quantum Electronics of the University of Texas at Dallas [8].

Gamma-ray lasing is a very diverse interdisciplinary problem involving many independent keystone tasks. One may group them into two big main parts:

Part A:

Development of the methods for preparing the amplifying media, including the pumping isomers by proper nuclear reaction, isotope separation, metastable isomer selection, etc.

Part B:

Actualising the efficient nuclear chain reaction of radiative transitions, or in other words, gamma-ray lasing. This implies the tasks of raising the gain, exceeding the threshold, elimination the line broadening, building up the feedback, etc.

The greatest positive impact upon feasibility of solving the problems of *Part A* and the whole gamma-ray lasing problem has come from astounding discovery of giant resonances for non-coherent pumping isomer nuclei made by the team of Professor Carl B. Collins (the

University of Texas at Dallas) eight years ago [8]. An integrated cross-section exceeding by several orders of magnitude the usual value has been found for various long living isomers, for instance ^{180}Ta , ^{178}Hf , etc. These unique nuclear transitions are called among Russian scientists the Giant Texas Resonances (GTR).

Just this experimental success opens the gate for moderate breakthrough expectations and forces us to analyse the feasibility of solving the problems of *Part B*. Consequently in present analysis we will pay attention strictly to some aspects of the lasing process itself. Such approach radically contrasts to the another experimental task of counting the solitary events of stimulated emission of radiative gamma-transitions. The latter type of experiments (if the opportunity of strengthening the effect is not evident) is only of methodological interest because there is, of course, no necessity to verify the applicability of the general laws of stimulated emission of bosons to the nuclear transitions.

It is well known that two main factors to be increased for attaining the sufficient gamma-ray gain are the degree of nuclear state inversion and the ratio of natural radiative linewidth to the total linewidth including various homogeneous and inhomogeneous broadenings. The task of rising the degree of inversion belongs mainly to the *Part A* problems. But what about the second task, namely the increasing the linewidth ratio?

Let's recollect that beginning with very first Russian and American proposals, the main concepts of stimulating the gamma-ray emission were based on making use of Moessbauer transitions in nuclei embedded in solid matrix. The only, but very important merit of this approach is the possibility of minimising the spontaneous linewidth down to the natural radiative value. At this point it is best to review some well-known facts about such transitions. When the temperature of the crystal containing the active nuclei is high compared to the Debye temperature, the gamma-transition line is spectrally split into two lines. These are the emission line for excited nuclei and the absorption line for unexcited ones. Both lines are inhomogeneously broadened by thermal motion and other factors. If the line splitting equal to twice the nuclear recoil energy exceeds the inhomogeneous broadening a spectrally local inversion of nuclear population may occur, even without the presence of an overall inversion of excited nuclei. Therefore gamma-ray gain is positive but small because the ratio of the homogeneous (natural) radiative line width to the inhomogeneous width is very small. In the low temperature limit the line splitting does not exist and recoilless Moessbauer emission and absorption can take place. Then the line width ratio is approximately equal to unity but an overall inversion of excited nuclei must be present to achieve gain. Thus the gain is again small when the inversion is not sufficiently large or even negative when an inversion is absent.

The opportunity of Moessbauer's approach must be paid by numerous well known complications inherent in general for the solid state that are not surmounted until today. For example, an unbroadened Moessbauer's line of natural width can not be realised for isomers with too long lifetimes (say, for the lifetime exceeding tens of microseconds) because of crystal structure inhomogeneity, as well as another reasons, that grow catastrophically under the influence of intense pumping of any kind. From the other side the lifetime needs to be longer to reduce the requirements for pumping intensity. So some kind of vicious circle arises.

Therefore it is of interest to explore in parallel to the well tramped Moessbauer's path various bypasses departing from the necessity for solid matrix. All the versions discussed make use of

free nuclei especially collected in particle beams of various kinds. So one of the main purpose is the overcoming the negative influence of random thermal motion on the photon gain.

I. Stimulated emission from monokinetized nuclear beam with hidden inversion [9-14]

Spectrally local or hidden inversion and the threshold condition in free nuclei populations

What will happen when an ensemble of free nuclei is cooled? The nuclear recoil accompanying any hard-photon radiative process causes the splitting of emission and absorption lines. So, if the temperature T of free nuclei is low enough

$$kT < E^2 / 2Mc^2 \ln(n_1 / n_2) \quad (1)$$

it is possible to obtain a local inversion over part of the spectral line without a total excess of the concentration of excited nuclei n_2 over that of unexcited ones n_1 (neglecting state degeneracy) [9]. Here M is the mass of nucleus, E - the transition energy, k - the Boltzmann constant, c - the speed of light. It should be remarked that optical lasers with spectrally local (or hidden) inversion of different origin have long been in use (for instance, semiconductor diode lasers). As follows from Eq. (1) a deep inversion can be easily achieved when the temperature is less than one Kelvin ($T < 1$ K). Say, for mass of nuclei of one hundred ($Mc^2 = 100$ GeV) and for photon energy equal to $E = 10$ keV the spectrally local inversion at the center of the emission line is achieved at temperature $T = .5$ K, if the concentration ratio is equal to $n_2/n_1 = 10^{-7}$, that is by many orders of magnitude lower than the concentration required for total inversion.

Simultaneously the line width decreases drawing nearer to the natural homogeneous value and the gain grows. But much more deep cooling down to the submicrokelvin range is needed to maximise the growing linewidth ratio and to overcome the threshold

$$kT < 2\pi M [c^3 \hbar^3 n_2 \Delta\omega_\gamma / E^3 \kappa n]^2 \quad (2)$$

in other words, to ensure the excess of gain over the photon losses of any kinds (n is the total concentration of nuclei, κ - the total cross section of the photoeffect and the Compton scattering, $\Delta\omega_\gamma < \Delta\omega_D$ - the natural radiative linewidth, $\Delta\omega_D$ - the Doppler linewidth) [9].

So the beam cooling is the central point of this approach. But fortunately, in fact, there is no need to implement truly thermodynamic cooling of the nuclei to lower the negative influence of Doppler broadening on the photon gain. Ensuring high monokinetivity of nuclei with respect to the translational degree of freedom coinciding with the expected direction of the gamma-ray flux by any feasible method is quite adequate solution.

Preparing the monokinetized and dense nuclear beam

To achieve the monokinetic nuclear beam may mean the use of various known methods of laser-light pressure that can provide an effective temperature in the nanokelvin range [15], but needed to be improved in order to rise significantly the particle concentration.

Another combined methods involve an electrical acceleration of ions accompanied by optical laser selection of their velocities [16,17]. The laser light plays here the role of Maxwell's demon determining the particle velocity, whereas the electric field executes the task set by this demon.

For instance, let's accelerate negative ions with random initial velocities by an external electric field. Photodetachment of an electron by the narrow-band laser beam becomes possible as result of Doppler effect only when the individual ion velocity reaches a threshold value. Resulting neutral atoms continue inertial ballistic motion with this threshold velocity common to all the atoms originated from the negative ions.

In another version atoms with random velocities are ionised by a laser with frequency linearly varying in time. Due to Doppler effect ionising befalls at the different moments depending on the individual atom velocities. So the ions are accelerated by an external electric field during different time intervals. The velocities of all the newly formed ions are almost the same for some specified field, that is proportional to the rate of frequency variation and the atom's mass.

But the pure electric methods probably are the simplest ones. When ions are accelerated by an electric field the longitudinal velocity spread drops drastically due to the quadratic dependence of the kinetic energy on the velocity [9]. The new longitudinal temperature after acceleration over the voltage U is equal to

$$kT = (kT_0)^2 \ln 2 / 4eU \quad (3)$$

where T_0 is the initial temperature, and e - the ion charge [9]. For instance, the 100 kV acceleration ($U=100$ kV) reduces the temperature from $T_0=80$ K down to $T=1$ microkelvin. There are of course some limitations in this cooling process caused by the ion-beam space charge, the Nyquist noises, the second-order Doppler effect, the intermolecular forces, etc. [9-11].

Unfortunately the possibility of solving the task of the beam-density enhancement arising in parallel to the cooling problem is not evident today. The known useful methods of electron optics and laser assisted compression might be complemented by the ballistic focusing of neutral particles [9,10]. This method includes the electric field for setting the proper initial conditions to the parent negative ions and the optical laser for electron photodetachment to neutralise them. Then the neutral atoms with almost unperturbed initial conditions move unhindered by Coulomb repulsion along the trajectories coming together and the beam density rises.

For example, let's consider acceleration of the rectilinear fragment of the negative ion beam with ring-like cross-section between coaxial cylindrical electrodes. The radial pulsed electric field imparts to all the ions the radial velocity component directed toward the axis. Then the optical laser beam performs photodetachment of electrons. The subsequent motion of

neutral atoms toward the axis takes place without any influence of any external fields and also without Coulomb repulsion. This ballistic motion is accompanied by concentration increase.

Estimates show an expected density enhancement of 1000.

Total gain over the whole beam length

If the lifetime of metastable state is long enough (say, exceeds significantly the microsecond range) the beforehand pumping and supplying the excited nuclei from hot zone are possible. In this case spontaneous decay of the metastable isomers with the lifetime $\tau < (\Delta\omega_\gamma)^{-1}$ limits the optimum beam length

$$L = u\tau \ln(n_2 / n_{th}) \quad (4)$$

where u is the translational velocity of the beam, and n_{th} - the threshold concentration of n_2 that follows from Eq. (2) by converting them to an equality.

The total gain over this length reaches its maximum [9,10]

$$G_{\max} \approx \exp[n\kappa u\tau (\frac{n_2}{n_{th}} - \ln \frac{n_2}{n_{th}} - 1)] \quad (5)$$

But it should be noted that the long lifetime demands very deep cooling down to submicrokelvin value.

So the whole scenario will require the following sequence of operations: forming a beam of metastable isomers and rapid supplying them from the hot pumping zone; deep beam cooling and compression; and finally realisation of stimulated gamma-ray emission in prepared cold and dense beam.

Numerical example for hypothetical isomer with the charge of 20, photon energy equal to $E = 2.5$ keV, lifetime of $\tau = 1$ microsecond monokinetization by acceleration up to the particle energy $eU = 100$ keV reduces the temperature from $T_0 = 4$ K down to $T = 2.5$ nanokelvin; positive gain over the beam length $L = 180$ cm arises when the current density of the parent ion beam exceeds 1 A/cm^2 taking into account a density enhancement of 1500 [9,10].

Another most important version making use of short living states in isomer nuclei excited through Giant Texas Resonances (GTR) is a very attractive one because of the opportunity to provide intense non-coherent photon pumping almost simultaneously and in parallel to the lasing process itself. This significantly lowers the beam-cooling requirements needed for drawing nearer to unity the linewidth ratio. For instance, the subnanosecond lifetime demands the longitudinal beam "temperature" of millikelvin range and the beam acceleration up to hundreds electronvolts.

Critical number of excited nuclei [Appendix 4]

Bearing in mind further first experimental tests it is of importance to estimate the critical number of excited nuclei which provides the reliable observation of the amplification effect superimposed on the spontaneous background [Appendix 4]. This number appears to be surprisingly small (approx. 10^8 , concentration being approx. 10^{14} cm^{-3} and equivalent ion beam current approx. 70 microA) and does not contradict with today experimental possibilities for both mentioned methods of nuclear ensembles monokinetization (electrical acceleration of nuclei and cooling by various modern methods using the optical laser light pressure). The amplification zone possesses the fiber-like configuration with micrometer cross-section diameter which is allowed by diffraction limitations because of the wavelength smallness.

The calculation of the critical number of nuclei is based on the mirror free model of an amplification channel taking into account not only the diffraction effects but also the inherent photon losses and the process of induced breeding the initial gamma-photons of spontaneous origin and the decrease of the concentration of excited nuclei.

The unexcited nuclei may be more numerous in the nuclear ensembles with hidden inversion than the excited ones. This strongly rises the gamma-photon losses in the amplification channel caused by the photoeffect and Compton scattering on atom electrons and consequently heighten the lasing threshold. We consider the ways to elimination of this negative influence using the recoil effect caused by transfer of the pumping photon momentum to the excited nucleus which obtain the additional velocity in the direction of pumping flux. This results in the Doppler shift between the transition energies and ionisation potentials of atoms with excited and unexcited nuclei. The typical relative shift (10^{-5}) exceeds significantly the thermal spread. Thus this shift can be used for separation of atoms with excited and unexcited nuclei by known methods of optical laser ionisation in on two-steps process. Such cleansing lowers the gamma-threshold more than by one order of magnitude.

II. External ignition of gamma-ray giant-pulse emission

Elimination of negative influence of random particle motion on the gain making use of two-photon stimulated process

This approach is also based on the elimination of the pernicious influence of random motion of free particles, but does not demand any cooling to involve into stimulated emission all the particles with randomly distributed individual velocities. It uses all the experience gained in two-photon sub-Doppler optical spectroscopy. Excited states suitable for such experiments are those for which two-photon transitions are competitive with one-photon decay channels [11-14].

Let's consider the stimulation of radiative two-quanta transitions in free nuclei by two counter propagating external photon beams. It can be seen from the laws of energy and momentum conservation that the total energy of both photons emitted in opposite directions is given by equation

$$\hbar(\omega_1 + \omega_2) = E + \hbar\delta\omega \frac{u}{c} - \frac{(\hbar\delta\omega)^2}{2Mc^2} \quad (6)$$

where ω_1 and ω_2 are the photon frequencies, $\delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ - the frequency detuning, u - the longitudinal random velocity of the nucleus. The latter term is due to recoil. Supposing the homogeneous line-width $\Delta\omega_0$ to be extremely small ($\Delta\omega_0 = 0$), one can see that the motion of the nucleus with arbitrary random velocity does not violate the resonance condition between radiation and nuclear transition only if detuning is zero ($\delta\omega = 0$). Thus all the nuclei with different random velocities are included in the process of stimulated emission into central mode with zero detuning $\delta\omega = 0$ and $\omega_1 = \omega_2$. If we take into account the finite homogeneous line-width $\Delta\omega_0$, the total number $N_0 = c/\Delta u \gg 1$ of pairs of such modes situated in allowed detuning interval $\delta\omega_A = \Delta\omega_0(c/\Delta u)$ is inversely proportional to the width of velocity distribution function Δu .

Therefore the spectral distribution of two-photon emission stimulated by two external photon beams propagating in opposite directions features a narrow peak at $E/2$, which corresponds to increased rate of emission fed by all the nuclei independently of their random velocities because the frequencies of stimulating beams possess identical Doppler shifts of opposite signs. The gain in this narrow spectral band tending to natural linewidth noticeably exceeds that in spectral wings where only small fraction of total amount of randomly moving nuclei acts in emission process in each given frequency interval. The ratio of corresponding gain coefficients approximates the ratio of Doppler width to the natural width being of several orders of magnitude [11-14].

Two-quanta amplification of counter propagating photon beams

The stationary two-quanta amplification of two counter propagating photon beams with densities I and I^* and spectral width $\Delta\omega_0$ within the interval $\delta\omega_A$ is governed by simple rate equations with the product of both beam densities at the right sides

$$\begin{aligned}\frac{dI}{dz} &= \beta(n_2 - n_1)II^* \\ -\frac{dI^*}{dz} &= \beta(n_2 - n_1)II^*\end{aligned}\quad (7)$$

where $b = \text{const}$ [$\text{cm}^4 \cdot \text{s}$]. The terms corresponding to spontaneous and spontaneous-stimulated emission and to photon losses are omitted in the case when the product II^* is high enough [12].

Eqs. (7) lead to

$$\frac{dI}{dz} = \beta(n_2 - n_1)I(C - I) \quad (8)$$

where the concentration difference is equal to

$$n_2 - n_1 = \frac{n_0}{1 + I(C - I) / I_s^2} \quad (9)$$

and

$$C = I + I^* = I_{out} + I_{ign}^* = I_{out}^* + I_{ign} = \text{const} \quad (10)$$

Here I_{ign} and I_{ign}^* are the input densities of external igniting beams, I_{out} and I_{out}^* - the output beam densities, n_0 - the initial concentration difference when $I=I^*=0$, I_s - the saturation beam density that depends on the used pumping scheme.

The result of integration of Eq. (8) is the transcendent equation for the net output

$$I_n = I_{out} - I_{ign} = I_{out}^* - I_{ign}^*$$

$$\left[\frac{I_n}{I_s} + \frac{I_{ign}}{I_s} \left(1 + \frac{1}{\mu} \right) \right]^{-1} \ln \left[\left(\frac{I_n}{I_{ign}} + 1 \right) \left(\frac{I_n}{I_{ign}} \mu + 1 \right) \right] + \frac{I_n}{I_s} = \beta n_0 I_s L \quad (11)$$

where $\mu = I_{ign} / I_{ign}^*$.

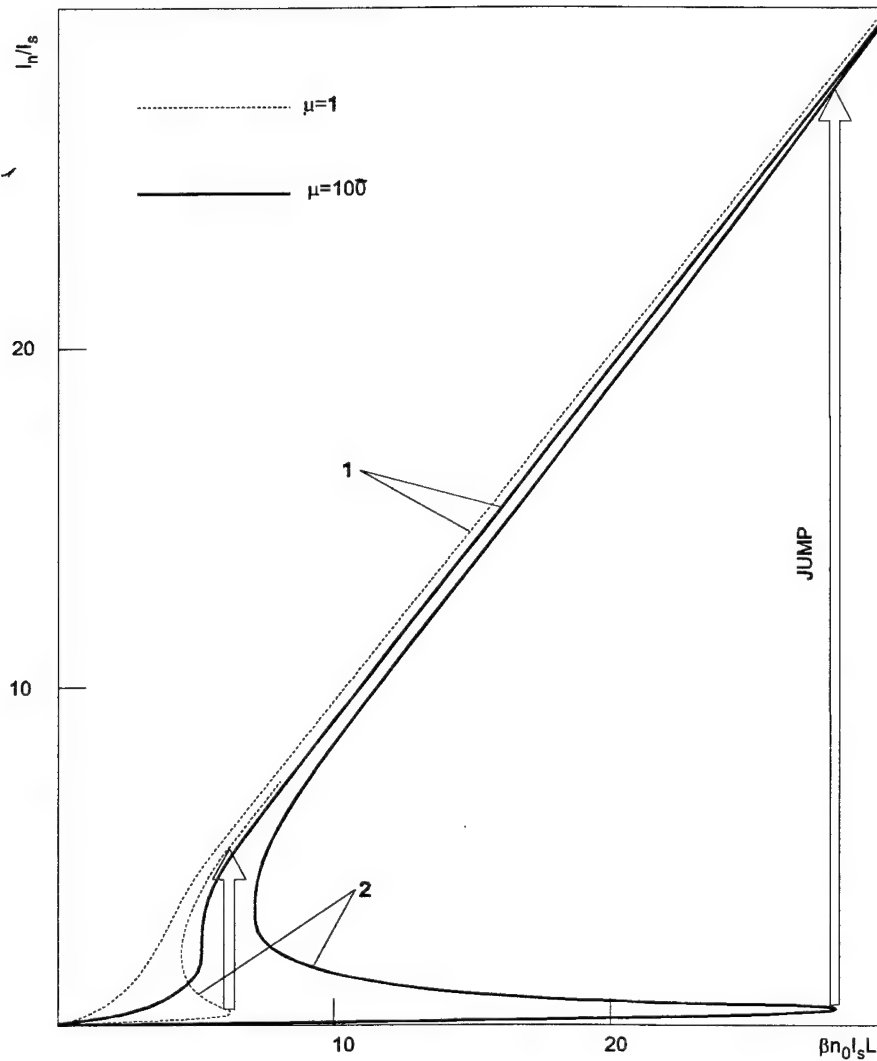


FIGURE 1. Normalised net output I_n/I_s versus product $bn_0 I_s L$
(curves 1 - $(I_{ign}/I_s)^2 = .5$, curves 2 - $(I_{ign}/I_s)^2 = .01$)

Its solution presented in Figure 1 shows the ambiguity of dependence of normalised net photon output I_n/I_s on the medium activity (product $bn_0 I_s L$): The curves possess the S-like form. So one can expect the avalanche-like jumping behaviour of the output intensity accompanied by devastating the excited states and emission of giant gamma-ray pulse if the initial concentration difference n_0 reaches some critical value.

Of course, the jump process itself is beyond description by stationary solution (11). But the enormous value of jump manifests almost full transformation of the energy of inverted states into coherent gamma-radiation. The nonlinearity deepens and the output jump grows if the ignition asymmetry increases ($\mu \gg 1$).

Non-linear mirrorless dynamic feedback due to stimulated two-photon emission

Such kind of burst generation of coherent gamma-photons is due to the special type of dynamic distributed feedback arising in the two-photon emission induced by two counter propagating beams. Setting up of this non-linear dynamic feedback with the coupling coefficient

$$\rho = \frac{1}{I} \frac{dI^*}{dz} = \beta(n_2 - n_1)I^* \quad (12)$$

proceeds in each event of two-photon stimulated emission because all the new photons hit perfectly the wanted modes of opposite directions. One can also pay attention to the presence of a standing wave (the first feedback symptom) in this process. Such dynamic feedback inherent to the two-photon induced emission without any mirrors is important because creation of reflecting structures for the gamma-ray range is a very complicated task [12-14].

Some remarks on the gain and various kinds of line broadening

The gain constant b of two-photon emission strongly depends on the level scheme of the nucleus due to the resonance denominator $(1 - 2E_i/E)^2$, where E_i is the energy of the interjacent level between the lasing levels.

If the detuning in the denominator is too small, the stimulated two-photon transition degenerates into two independent single-photon transitions in series. Therefore the denominator must sufficiently exceed the Doppler width [12]

$$(1 - 2E_i/E)^2 \gg 2(kT/Mc^2) \ln 2 \quad (13)$$

To eliminate the time-of-flight line-broadening and the collision broadening one must demand the fulfilment of the following inequalities for the reactor dimensions l and the total concentration of nuclei n :

$$l \gg \frac{c}{\Delta\omega_0} \sqrt{3kT/Mc^2} \quad (14)$$

$$n \ll (\Delta\omega_0/c\sigma) \sqrt{Mc^2/3kT} \quad (15)$$

(σ being the collision cross section) [12-14].

The second order Doppler broadening must be much smaller than the homogeneous line width $\Delta\omega_0$:

$$2\omega(kT/Mc^2) \ll \Delta\omega_0 \quad (16)$$

Actually the Doppler broadening may be caused by random velocities gained by the nuclei during the pumping (besides the influence of the thermal motion). For instance, the non-coherent X-ray pumping with the photon frequency ω_p causes additional effective "temperature" [12]

$$kT_{\text{eff}} \approx (\hbar\omega_p)^2 / Mc^2 < kT \quad (17)$$

External two-photon ignition of the nuclear emission of giant gamma-ray pulses

Thus external ignition of two-quanta radiative process stimulated by the counter propagating photon beams triggers the common emission of the giant pulse into wanted mode by all the nuclei with different random velocities due to arising of intrinsic dynamic non-linear distributed feedback without any reflecting structures. Resulting efficiency of the emission process on the whole may be very various depending on the competition of the positive effect of eliminating the Doppler line-broadening and the negative influence of turning to the second order transition.

It should be pointed out that unfortunately all the known today gamma-ray sources are not up to the mark in the respect of the needed value of the igniting beam intensity even in the case of hypothetical "lucky" nucleus that, of course, might not exist at all. Therefore this method may be useful only to emit the giant burst of gamma-quanta by the final stage of some amplifying chain, for instance, in series with X-ray or gamma-ray laser, relativistic undulator or free-electron laser and so on. The new alternative approach of solving the problem of igniting source of noncoherent X-rays is discussed in Chapter IV.

III. Igniting the burst-like annihilation by external soft photons [Appendix 5]

Triggering stimulated annihilation of relativistic electrons and positrons or parapositronium atoms

Antimatter is the perfect source of states with negative temperature [18]. One-photon radiative annihilation of free particles is completely forbidden, that manifests an important contributory factor for applying the two-photon ignition method described above to emit the giant pulse of annihilation radiation. However in contrast with the previous nuclear case the elimination of particle-motion effect on the efficiency of stimulated annihilation is not attainable because of the complete disappearance of both emitting particles.

The smallness of the particle masses m leads to another positive point: it is possible to lower the requirements to the igniting photon source making use of relativistic motion of small-mass particles to transform the photon frequency, beam divergence and beam density [19]. In fact, the resonance condition for stimulating of one step of two-photon transition by soft photons can be carried out due to Doppler effect, if electrons and positrons or parapositronium atoms [20] move along a coincident trajectories with the energy per particle $mc^2 \gamma$, where γ satisfies

$$\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2} = mc^2 / \hbar \omega_{ign}^* \quad (18)$$

and one of two counter propagating beams of igniting photons with the frequency ω_{ign} is directed opposite to the moving particles. For instance, the particle energy should be equal to $mc^2 \gamma \sim 260 \text{ MeV}$ ($\gamma \sim 500$) when $\hbar \omega_{ign}^* = .5 \text{ keV}$.

Simultaneously the beam density of photons acting in the igniting process in the co-ordinate system travelling with the particles increases $mc^2 / \hbar \omega_{ign}^* \approx 1000$ times. Besides this almost all the radiation from the isotropic igniting source is collected into the wave-vector cone with the solid angle

$$\Delta\Omega \approx \gamma^{-2} \quad (19)$$

around the longitudinal axis of the same travelling co-ordinate system, that is for the same example into $\Delta\Omega \sim 4 \cdot 10^{-6}$ steradians. This means, for instance, that the high-temperature laser plasma with X-ray brightness 10^{26} photon/cm² s.steradian in the frequency band $\Delta\omega/\omega = 10^{-4}$ [21] builds up in the particle co-ordinate system ($\gamma \sim 500$) the narrow beam of brightness equal to 10^{33} photon/cm² s.steradian.

Of course, only one step of two-photon annihilation transition deals with all these positive factors. To stimulate the second step the photon energy of counter propagating external igniting beam must reach the enormous value equal to

$$\hbar\omega_{ign} = mc^2[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}] = \hbar\omega_{ign}^*[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}]^2 \quad (20)$$

(in discussed case $\omega_{ign} / \omega_{ign}^* = 10^6$ and $\hbar\omega_{ign} \sim 5$ GeV). But fortunately in fact there might be no need in the second external igniting source because the exactly fitting photon beam arises in the moving electron-positron medium due to spontaneous-stimulated radiative annihilation caused by first igniting beam [19]. In such radiative transition external field induces only one step, whereas the second photon is emitted spontaneously. But these spontaneous photons are emitted into narrow frequency band around the mc^2 / \hbar and narrow wave-vector cone around the longitudinal axis opposite to the first igniting beam according to the laws of energy and momentum conservation [19]. They play the role of the second counter propagating igniting beam. Of course, its intensity is much smaller than that of the first one. This increases the ignition asymmetry and consequently deepens the nonlinearity of the whole process, but does not eliminate the possibility of the giant-pulse emission.

Unilateral emission of GeV-photon giant pulse

The frequencies of emitted annihilation photons coincide, of course, with the igniting ones. So

$$\omega_{out} = \omega_{ign} = [\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}]^2 \omega_{out}^* >> \omega_{out}^* = \omega_{ign}^* \quad (21)$$

and consequently the energy net output

$$P = \hbar\omega_{out} I_n = [\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}]^2 P^* \quad (22)$$

is strongly asymmetric in spite of the equality of photon net output $I=I^*$. This means that almost the whole energy of gamma-ray giant pulse is emitted unilaterally in the direction of relativistic particle motion.

Triggering stimulated three-quanta annihilation

Triggering the burst-like radiative annihilation is attainable also by ignition of three-quanta stimulated process in the relativistic electron-positron beams or in the beam of orthopositronium atoms. The conditions are almost similar to mentioned above ones. Emission of two photons of summary energy equals in travelling coordinate system to the particle rest energy and with coinciding wave-vectors is induced by an external photon flux with relativistically shifted Doppler frequency. According to the laws of energy and momentum conservation the third photon of the same energy is emitted strictly in the opposite direction.

Strongly non-linear three-quanta amplification of the counter propagating photon beams of different frequencies sets up just like in the previous two-photon case. Integration of pertinent system of stationary equations shows the ambiguous dependence of net output on the activity parameter including the concentration of inverted states and the amplification length.

Just like the two-photon case this leads to the setting up of the non-linear mirrorless feedback between counter propagating photon fluxes of different frequencies and to the burst-like emission of giant gamma-pulse, when the activity parameter come to the critical value. This critical value increases when the ignition asymmetry grows, but only in logarithmic slow manner. It is of importance taking into account that igniting emission of photons with the energy equal to the particle rest energy is carried out by weak photon-flux of spontaneous-stimulated origin.

It should be noted that the requirements for the particle-beam energy in three-photon case are twice as lower compared to the two photon process.

IV. Efficient pumping and igniting source of noncoherent X-rays [Appendix 2,3]

There is no chance to actualise any of considered scenarios without using very efficient pumping or igniting source of noncoherent X-rays. So we explore the feasibility of constructing such source based on the known process of frequency up-conversion of soft photons by scattering on relativistic free electrons replacing the latter by relativistic beam of oscillators being in resonance with the incident photons in the co-moving co-ordinate system. This results in changing the very small Thomson's scattering cross-section by a resonance one and may lead to significant rising the efficiency of the whole process.

To create the relativistic beam of oscillators the accelerated electrons should be thrown through the nonuniform transverse magnetic field formed, for instance, by two parallel currents (one use two parallel superconducting wires).

The calculation [Appendix 2,3] shows that the efficiency of such resonance process is approx. 10^6 time higher than in the usual Thomson's case. The expected brightness may exceed that of synchrotron sources by orders of magnitude and typically reaches in nanometer range the figures $10^{29} - 10^{32}$ photons per cm.sec.sterad per unit of relative bandwidth.

Experimental tests of this device would be of practical interest not only for solving the Gamma-ray lasing problem but for numerous various scientific and technological applications.

V. Further R&D (proposals)

1. Development of experimental set-up for elaboration and test of an efficient X-ray source based on put forward concept of frequency up-conversion of an electromagnetic wave spontaneously scattered by the relativistic beam of resonant oscillators. This source emitting the intense beam of hard photons with extremely high brightness into small solid angle would be useful in many diverse branches of modern science and technology including the Gamma-ray lasing problem.

2. Accomplishment of set of experiments aimed at observation and investigation of two-quanta stimulated emission of a giant light-pulse ignited in the metastable excited atoms by counter propagating external beams of resonant photons. These experiments should serve for modelling by the atom transitions in the optical range the concept (put forward and theoretically studied in this Project) of two-quanta Gamma-ray lasing in metastable isomers (or even in nuclei with completely forbidden one-quanta radiative transitions), and especially for investigation of the complicated non-linear generation behaviour of such scheme with predicted bistability, emission jumps, and mirrorless dynamic feedback. The eventual results are of importance for laser physics in general.

3. Elaboration of the computer program for search of the optimal nuclear candidate for first experiment on Gamma-ray lasing based on proposed scenarios and by means of the Table of Isotopes (for instance, the Tables edited by R.B.Firestone and V.S.Shirley from LBNL, Eighth Edition).

4. Experimental development of methods of preparing the deeply monokineticized ("cooled") fiber-like nuclear ensembles (atoms and ions in traps and beams) based on modern achievements of the particle beam optics and optical laser assisted particle manipulation technique.

5. Elaboration of the draft Project of first laboratory set-up for testing the schemes and scenarios of Gamma-ray lasing experiment based on free nuclei concept studied in this Project.

And finally we would like to draw attention to important side of the nuclear lasing problem, namely, the opportunity of power production. This was pointed out yet in the early proposals of 1961 [4]. The notion that the gamma-ray lasing is in effect the nuclear chain reaction was reflected by the title of probably the very first research report on the problem "On the Possibility of Realisation of Chain Reaction of Induced Radiative Transitions of Excited Nuclei" (1961) (Figure 2, also see Reference [5] in [22]). Energy stored in the metastable isomers makes approximately the quantity of 50 MJ/g. This is two orders of magnitude lower than the energy store of fission fuel, but three orders of magnitude higher than that of chemical one. The merits and demerits of such intermediate position define the place of gamma-ray nuclear chain reaction in the power production hierarchy. The main and decisive arguments in their favour are of course the ecological ones: gamma-ray lasing does not leave the long living radioactive waste.

ГКСМ СССР по РЭ

Союзный научно-исследовательский институт

Экз. № 2

04
539.14 + 621.387.4

p-49

Технический отчет

№ 74-2104

О ВОЗМОЖНОСТИ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ЦЕПНОЙ РЕАКЦИИ
ИНДУЦИРОВАННЫХ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ВОЗ-
БУЖДЕННЫХ ЯДЕР

11062/9011

ЗАМ. ДИРЕКТОРА
ПО НАУЧНОЙ ЧАСТИ

И.И. Фенин
(И. Д. Девятков)

НАЧАЛЬНИК ОТДЕЛА

М.Ф. Цикунов

ОТЧЕТ СОСТАВИЛ

Л.А. Ривлин

ГЛАВНЫЙ КОНСТРУКТОР ИЛИ
НАУЧНЫЙ РУКОВОДИТЕЛЬ
РАЗРАБОТКИ

Л.А. Ривлин

1961г.

Приложение

REFERENCES

1. Baldwin G.C., Solem J.C., Gol'danskii V.I., *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 687, 1981.
2. Goldanskii V.I., Kuzmin R.N., Namiot V.A., *Topics in Current Physics*, **25**, 49, 1981.
3. Baldwin G.C., *Phys. Rep.*, **87**, 1, 1982.
4. Rivlin L.A. Author's Certificate # 621 265, appl. January 10, 1961; publ. June 25, 1979 (*Byull. Izobret.* # 23, 220, 1979 - in Russian)
5. Rivlin L.A., *Elektronika*, # 6, 43, 1963.
6. Vali V, Vali W, *Proc. IEEE*, **51**, 182, 1963
7. Baldwin G.C., Neissel J.P., Terhune J.P., Tonks L., *Proc. IEEE*, **51**, 1247, 1963.
8. Collins C.B. et al., *Phys Rev.C*, **37**, 2267, 1988.
9. Rivlin L.A., *Sov. J. Quant. Electron.*, **22**, 471, 1992.
10. Rivlin L.A., "Induced Gamma-Ray Emission and Related Topics", presented on 11th Intern. Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Monterey, CA, USA, October, 1993.
11. Rivlin L.A., *Intern. J. Laser Phys.*, **5**, 297, 1995.
12. Rivlin L.A., "Nuclear Two-Quanta Gamma-Ray Lasing by Strong-Field Ignition", presented on 12th Intern. Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Osaka, JAPAN, April, 1995.
13. Rivlin L.A. "Gamma-Ray Lasing by Free Nuclei and by Matter-Antimatter Beams". First International NATO Workshop on Gamma-Ray Laser, Predeal, ROMANIA, 1995
14. Rivlin L.A. "Nuclear Gamma-Ray Lasing in Intense Ion and Atom Beams", presented on 7th International Workshop on Atomic Physics for Ion-Driven Fusion, Madrid, SPAIN, 1995.
15. Meystre P., "Toward Nonlinear Atom Optics", presented on OSA Annual Meeting, Toronto, CANADA, October, 1993.
16. Rivlin L.A., *Sov. J. Quant. Electron.*, **20**, 564, 1990.
17. Rivlin L.A., *Sov. J. Quant. Electron.*, **21**, 593, 1991.
18. Rivlin L.A., *Sov. J. Quant. Electron.*, **4**, 1151, 1975.
19. Rivlin L.A., *Sov. J. Quant. Electron.*, **8**, 1412, 1978.
20. Rivlin L.A., *Sov. J. Quant. Electron.*, **9**, 353, 1979.
21. Elton R.C., *X-Ray Lasers*, Boston: Academic Press, Inc., 1990, ch. 7.
22. Chirikov B.V., *Sov. Phys. JETP*, **44**, 2016, 1963

Appendix

Re- and pre-prints of articles published during this contract

1. "Induced Two-Quantum Gamma Emission of Free Nuclei under Conditions of External Ignition", by L.A.Rivlin and A.A.Zadernovsky,
Laser Physics, 6(5), 956-962, 1996. 21
2. "High-efficiency Frequency Conversion up to X-ray Range by Colliding Photon-Particle Beams", by L.A.Rivlin,
XIII International Conference on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena,
Monterey, CA, USA, April 1997. 28
3. "Hard Photon Emission at Spontaneous Scattering of Electromagnetic Wave by Relativistic Oscillators", by L.A.Rivlin,
submitted to "*Quantum Electronics*", (Moscow),
(in Russian, to be issued in English too). 33
4. "Amplification of Spontaneous Gamma-Radiation in Cooled Nuclear Beams with Hidden Inversion", by L.A.Rivlin,
submitted to "*Laser Physics*", (Russian version to be issued in English). 45
5. "Induced Annihilation of Positronium Atoms under Conditions of External Ignition"
by L.A.Rivlin and A.A.Zadernovsky,
submitted to "*Laser Physics*", (Russian version to be issued in English). 53

Induced Two-Quantum Gamma Emission of Free Nuclei under Conditions of External Ignition

L. A. Rivlin and A. A. Zadernovsky

Moscow State Institute for Radio Engineering, Electronics, and Automation, pr. Vernadskogo 78, Moscow, 117454 Russia

e-mail: rla@superlum.msk.ru

Received May 28, 1996

Abstract—The method of external ignition of stimulated two-quantum gamma emission of free excited nuclei by counterpropagating photon beams is considered. In contrast to one-quantum gamma emission of an ensemble of nuclei with a Doppler-broadened gain line, in the case under consideration, virtually all nuclei, regardless of their random individual velocities, are involved in the emission of gamma quanta into a selected mode. A specific dynamic distributed feedback, which is characteristic of stimulated two-quantum emission only and which is established without any reflective structures, is revealed. Because of the nonlinearity of the feedback, with a coefficient proportional to the intensity of the photon beam, excitation of nuclei is removed in an avalanche-like manner, which is accompanied by the emission of a giant pulse of gamma quanta.

1. INTRODUCTION

Vain attempts to design a gamma-ray laser using Mössbauer phononless transitions in nuclei embedded in a matrix of a solid, which have been undertaken during many years (e.g., see [1–4]), cause us to think of alternative approaches to this problem.

In fact, the reason for considering the possibility of using phononless nuclear transitions is associated with the fact that such transitions provide an opportunity to increase the cross section of stimulated emission by narrowing the line width of spontaneous emission to its limit through eliminating the influence of the thermal motion of atoms. In this context, a Mössbauer line with a natural radiative width can be considered as an idealized situation when the cross section of stimulated emission ceases to depend on the matrix element of transition and reaches its maximum.

It is unlikely that such an idealized situation can be implemented in practice both because of various sources of inhomogeneous broadening of nuclear lines in solids, which are difficult to eliminate in operating lasers, and because of homogeneous broadening due to the presence of other, parallel to radiative transitions, channels of relaxation of excited states (primarily through inner conversion). In addition, it is impossible to implement an ideal situation because the width of the lower laser level is finite if this level does not coincide with the ground state.

Therefore, in order to increase the cross section of stimulated emission, we should search for the methods to achieve the maximum narrowing of the spontaneous emission line rather than seek for the conditions when a phononless Mössbauer line with a natural width can be obtained. Within the framework of such an approach, there is no need to place nuclei in a matrix of a solid, which considerably complicates the technique [1–4].

This brings us to the consideration of free nuclei in gases and beams of particles [5–9].

The main source of line broadening that is to be eliminated in such a situation is a chaotic motion of nuclei (including thermal motion). Analysis of the required narrowing of a Doppler line corresponding to a one-photon transition [5–7] by ensuring a monokinetic motion of nuclei in the longitudinal direction with respect to the expected direction of the beam of gamma quanta indicates the necessity of lowering the effective longitudinal temperature of atoms or ions down to a submicrokelvin level, which seems to be not impossible to date. However, there exists an alternative method that makes it possible to eliminate an adverse effect of the chaotic motion of nuclei [8, 9] and that does not imply deep cooling. This method is based on a rich experience of sub-Doppler two-quantum spectroscopy.

2. TWO-QUANTUM STIMULATED EMISSION IN COUNTERPROPAGATING PHOTON BEAMS

As it follows from energy and momentum conservation in the emission of two photons with exactly opposite directions of wave vectors, the photon energies $\hbar\omega_1$ and $\hbar\omega_2$ are related to the energy $E_0 = \hbar\omega_0$ of the quantum transition by the expression

$$\hbar(\omega_1 + \omega_2) = E_0 + \hbar\delta\omega(u/c) - (\hbar\delta\omega)^2/(2Mc^2), \quad (1)$$

where M is the mass of the emitter, $\delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ is the frequency detuning of counterpropagating photons, u is the projection of the emitter velocity on the direction of the wave vectors of the first photon, and c is the speed of light.

Let us assume, first, that the homogeneous line width $\Delta\omega_0$ of the laser transition is negligibly small

($\Delta\omega_0 = 0$). Then, as can be seen from (1), all the emitters with any individual velocities (a chaotic spread of these velocities causes inhomogeneous broadening) are involved in the process of emission into the selected central mode only when the frequencies of two photons resulting from the two-quantum transition exactly coincide with each other, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0/2$, i.e., $\delta\omega = 0$. If $\delta\omega \neq 0$, only a part of emitters having the velocity u determined by (1) contribute to the emission of a certain mode with $\omega_1 \neq \omega_2$. As is well known, these simple facts, which can be reduced to the compensation for the first-order Doppler frequency shift for counterpropagating beams of photons with equal frequencies, provide the basis for the method of sub-Doppler spectroscopy.

Now, if we take into account that the homogeneous line width of the transition $\Delta\omega_0$ is finite, then we find from (1) that emission involving virtually all emitters with arbitrary velocities is possible not only for the central mode with $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0/2$ and $\delta\omega = 0$ but also for a group of modes with $\delta\omega \neq 0$. Each mode from this group has a homogeneous line width $\Delta\omega_0$. The admissible frequency detuning for this group of modes is determined by the requirement that the difference of sum frequencies of emitted photons should not exceed the homogeneous line width of the transition,

$$(\omega_1 + \omega_2)_{\max} - (\omega_1 + \omega_2)_{\min} \leq \Delta\omega_0, \quad (2)$$

where the extremal values of frequencies correspond to the maximum, u_{\max} , and minimum, u_{\min} , values of the velocity distribution of emitters with a variance $\Delta u = u_{\max} - u_{\min}$. Then, in accordance with (1), the admissible detuning is given by

$$|\delta\omega_0| = \Delta\omega_0(c/\Delta u), \quad (3)$$

and the number of modes in such a group is

$$N = |\delta\omega_0|/\Delta\omega_0 = c/\Delta u \gg 1. \quad (4)$$

In a certain sense, the detuning $\delta\omega_0$ in (3) can be considered as a specific type of inhomogeneous broadening that does not exclude the overwhelming majority of emitters from the interaction with the field of each mode from this group.

Thus, when we irradiate an inverted ensemble of nuclei with two counterpropagating igniting photon beams produced by an external source, the spectrum of stimulated emission displays a maximum with a width on the order of $|\delta\omega_0|$ (3) around the central frequency $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0/2$ (with an accuracy up to a small shift $-\hbar(\delta\omega_0)^2/(2Mc^2)$, which is due to the recoil effect). This maximum consists of N modes (4) with a homogeneous width $\Delta\omega_0$ each and represents the contribution of virtually all nuclei with all possible velocities of chaotic longitudinal motion. Beyond the limits of the frequency range determined by (3), this maximum is observed against a lower intensity background associated with emission of separate groups of nuclei that belong to different parts of the nuclear velocity distribution.

Thus, the above-described approach eliminates an adverse effect of a nonmonokinetic character of an ensemble of free nuclei without a deep cooling of these nuclei. Simultaneously, as will be demonstrated below, this approach makes it possible to establish an effective feedback within the gamma range, where the creation of mirrors or some other reflective structures encounters considerable difficulties.

3. AMPLIFICATION OF COUNTERPROPAGATING BEAMS OF GAMMA QUANTA

The steady-state amplification of counterpropagating beams of gamma quanta that belong to one of N modes (4) in the considered group of modes with flux densities I and I^* [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$] within the spectral band $\Delta\omega_0$ is governed by the equations

$$dI/dz = \beta(n_2 - n_1)II^* + \gamma n_2(I + \mu I^*) + \mu_0 \alpha n_2 - \sigma n I, \quad (5)$$

$$-dI^*/dz = \beta(n_2 - n_1)II^* + \gamma n_2(I^* + \mu I) + \mu_0 \alpha n_2 - \sigma n I^*, \quad (6)$$

where n_2 and n_1 are the concentrations of nuclei in the upper and lower levels of the laser transition, respectively, and n is the total concentration of nuclei. The first terms in these equations describe stimulated two-quantum emission with a coefficient β [$\text{cm}^4 \text{s}$]. The second terms take into account spontaneous-stimulated emission of the beams with flux densities I and I^* into the considered modes with a coefficient γ [cm^2]. The third terms describe purely spontaneous emission into the same modes with a coefficient α [s^{-1}]. The last term characterizes the total loss of photons from the mode with a scattering cross section σ [cm^2]. The factors $\mu = \Delta\Omega/4\pi$ and $\mu_0 = \mu\Delta\omega_0/\omega_0$ specify the fractions of photons emitted into a solid angle $\Delta\Omega$ that covers the modes of the beams I and I^* and into the band with a homogeneous width $\Delta\omega_0$, respectively. The longitudinal coordinate z is chosen in such a manner that $z = 0$ coincides with the center of the gain region of length L .

A positive gain with $dI/dz > 0$ and $-dI^*/dz > 0$ is achieved if

$$\beta(n_2 - n_1)II^* > (1/2)[\sigma n - \gamma n_2(1 + \mu)](I + I^*) - \mu_0 \alpha n_2. \quad (7)$$

Hence, if the intensities of the igniting photon beams satisfy the equality $I = I^* = I_i$ at the input of the gain region, we find the following threshold condition of ignition:

$$I_i > I_0 \equiv \frac{\sigma n - \gamma n_2(1 + \mu)}{\beta n_0}. \quad (8)$$

Since the factor μ_0 is small, we omitted the last term in (7), which is responsible for spontaneous emission.

The quantity $n_0 = n_{20} - n_{10}$ in (8) stands for the initial value of the inverted population, and n_{20} is the concentration of excited nuclei in the upper level of the laser transition in the absence of an igniting photon beam.

If the beam intensities I and I^* are much higher than the threshold level determined by (8), so that $II^* \gg I_0^2$, inequality (7) becomes so strong that we can keep only the first terms in (5) and (6). Then, we have $d(I + I^*)/dz = 0$ and $I + I^* = I_i + I_L = \text{const}$, where I_L is the intensity of the beams I and I^* at the output of the gain region, i.e., at $z = L/2$ and $z = -L/2$, respectively. Correspondingly, equation (5) is reduced to

$$dI/dz = \beta(n_2 - n_1)I(I_i + I_L - I), \quad (9)$$

and the steady-state inverted population difference for the laser levels is given by

$$n_2 - n_1 = \frac{n_0}{1 + II^*/I_s^2}, \quad (10)$$

where the saturation parameter I_s depends on the specific configuration of levels and the method of pumping.

4. DYNAMICS OF AMPLIFICATION IN A TWO-QUANTUM PROCESS

Integration of equation (9) with allowance for the saturation of excessive population (10) yields a transcendental equation for the pure output intensity $I_N = I_L - I_i$ emerging from a gain region of length L ,

$$2\left(\frac{I_N}{I_s} + 2\frac{I_i}{I_s}\right)^{-1} \ln\left(\frac{I_N}{I_i} + 1\right) + \frac{I_N}{I_s} = \beta n_0 I_s L. \quad (11)$$

Figure 1 displays the dependence of I_N/I_s on the product $\beta n_0 I_s L$ found from this equation, with the squared ratio $(I_i/I_s)^2$ taken as a parameter of a family of curves.

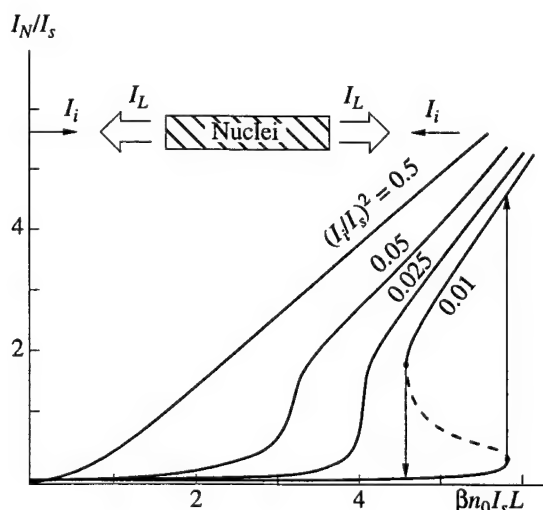


Figure.

The specific features of these curves are the lack of one-to-one correspondence and a hysteresis character. For a sufficiently high ignition intensity, $(I_i/I_s)^2 > 0.025$, the output intensity I_N/I_s displays a smooth increase with a growth in $\beta n_0 I_s L$. Note that the growth rate of I_N/I_s becomes greater with an increase in I_i/I_s .

An ambiguity in the considered curves that occurs for a low intensity of the igniting photon beam, $(I_i/I_s)^2 < 0.025$, decreases the growth rate of I_N/I_s in the initial section of the dependence. As the argument $\beta n_0 I_s L$ reaches its critical value, the output intensity is switched to the upper branch of the S-like curve in an avalanche manner. This process is accompanied by an abrupt devastation of the population (obviously, steady-state solutions do not describe this effect), which gives rise to the emission of a pulse of gamma photons.

When $\beta n_0 I_s L$ decreases and approaches unstable sections of the curves, shown by dashed lines in Fig. 1, an evolution of I_N/I_s may be accompanied by a hysteresis with a jump downward.

The critical value of the product $(\beta n_0 I_s L)_{cr}$ that corresponds to an avalanche-like jump is determined by the condition $d(I_N/I_s)/d(\beta n_0 I_s L) = \infty$. With allowance for (11), this condition yields

$$\frac{(\beta n_0 I_s L)_{cr}}{2} = \frac{1}{(I_N/I_s)_{cr} + I_i/I_s} + \left(\frac{I_N}{I_s}\right)_{cr} + \frac{I_i}{I_s}. \quad (12)$$

As can be seen from this relationship, there are no critical points for $\beta n_0 I_s L < 4$ at any value of the parameter I_i/I_s . Provided that $\beta n_0 I_s L > 4$, critical points occur for sufficiently small I_i/I_s . Within the most interesting range of large avalanche-like jumps, where $(\beta n_0 I_s L)_{cr} \gg 4$, we can estimate the required intensity of igniting pulses assuming that $(I_N/I_s)_{cr} \approx 0$ at the lower starting point of the jump,

$$I_i/I_s = 2/(\beta n_0 I_s L)_{cr}. \quad (13)$$

Discontinuities and hysteresis in dependences shown in Fig. 1 are due to the dynamic distributed feedback, which arises in induced two-quantum emission in counterpropagating photon beams.

5. DYNAMIC DISTRIBUTED FEEDBACK

One of the most complex problems that arise when we analyze the possibility of creating a gamma-ray laser is associated with the necessity to implement positive feedback for electromagnetic radiation where the energy of photons exceeds tens of kiloelectronvolts. Proposals to use Bragg reflection in single crystals for creating mirrors and establishing distributed feedback [1-3, 10] have not received acceptance thus far.

Within the framework of the approach under consideration, one can also solve the problem of distributed feedback because such a feedback is inherent in stimulated two-quantum emission in the field of two counterpropagating beams of photons with equal frequencies [11].

Such counterpropagating beams produce a standing wave in the amplification region (the main attribute of a feedback) in the absence of any mirrors or periodic scattering structures. Formation of such a standing wave does not require any material dynamic grating.

Indeed, conventional distributed feedback based on a stationary periodic scattering structure [11] is characterized by a nonzero coefficient of coupling ρ of counterpropagating waves. This coupling coefficient is defined as a variation in the photon flux density dI^* in the backward wave within length element dz divided by the flux density I in the forward wave,

$$\rho dz = \frac{1}{I} \frac{dI^*}{dz} dz. \quad (14)$$

In an induced two-quantum process in the field of counterpropagating waves, the photon flux density in the backward wave changes in each event of stimulated emission. Because of intrinsic features of induced emission, newly created photons are perfectly phase-matched and are emitted into an appropriate mode. Therefore, according to (9), the nonlinear coefficient of dynamic distributed feedback in induced two-photon emission is given by

$$\rho = \beta(n_2 - n_1)I^* \quad (15)$$

and increases proportionally to I^* .

6. TRANSITION PROBABILITIES AND LINE BROADENING

The probability of a spontaneous-spontaneous two-quantum transition accompanied by emission of one of the photons within the spectral interval $d\omega_1$ near the frequency ω_1 per unit time is

$$dW_{ss} = W_{ss} f(\omega_1) d\omega_1, \quad (16)$$

where $W_{ss} = \tau_{2\gamma}^{-1}$ is the inverse lifetime of a nucleus in the upper level with respect to a two-quantum radiative transition. The line contour of the frequency distribution of emitted photons $f(\omega_1)$ normalized to unity is written in terms of an integral over all admissible frequencies ω_2 of the second quantum and over all emission directions of both quanta,

$$\begin{aligned} f(\omega_1) &= \frac{\tau_{2\gamma}}{(2\pi)^3} \int \left(\sum_{\sigma_1, \sigma_2} |M_{12}|^2 \right) \left(\frac{\omega_1}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_2}{c} \right)^3 \\ &\quad \times g(\omega_0 - \omega_1 - \omega_2) d\Omega_1 d\Omega_2 d\omega_2 \\ &= \frac{\tau_{2\gamma}}{(2\pi)^3} \left(\frac{\omega_1}{c} \right)^3 \left(\frac{\omega_0 - \omega_1}{c} \right)^3 \int \left(\sum_{\sigma_1, \sigma_2} |M_{12}|^2 \right) \Big|_{\omega_2 = \omega_0 - \omega_1} d\Omega_1 d\Omega_2. \end{aligned} \quad (17)$$

The Lorentz function $g(\omega_0 - \omega_1 - \omega_2)$ in (17) with a frequency bandwidth $\Delta\omega_0$, which is equal to the sum of the widths of the upper and lower levels, takes into

account a resonant character of transition. For a pair of electrically dipole quanta ($E1, E1$) with frequencies ω_1 and ω_2 and polarization vectors \mathbf{e}_{σ_1} and \mathbf{e}_{σ_2} ($\sigma_1, \sigma_2 = 1, 2$), the matrix element M_{12} is given by the sum over intermediate nuclear states with energies E_n ,

$$\begin{aligned} M_{12} &= \sum_n \left(\frac{\langle 1 | \mathbf{e}_{\sigma_2} \mathbf{d} | n \rangle \langle n | \mathbf{e}_{\sigma_1} \mathbf{d} | 2 \rangle}{E_2 - E_n - \hbar\omega_1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\langle 1 | \mathbf{e}_{\sigma_1} \mathbf{d} | n \rangle \langle n | \mathbf{e}_{\sigma_2} \mathbf{d} | 2 \rangle}{E_2 - E_n - \hbar\omega_2} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

If the neighboring intermediate level lies between the levels involved in the considered $2 \rightarrow 1$ transition and has an energy $E_s = \hbar\omega_s$, measured relative to the energy of the lower level 1, and the energy separation of this level from the center of the energy interval corresponding to the transition under consideration, $|E_s - E_0/2|$, is much greater than the width of this level, then the matrix element (18) is a nonresonant slowly varying function within the frequency band centered at $\omega_1 = \omega_0/2$ whose spectral width is much less than $|\omega_s - \omega_0/2|$. Using for these frequencies the estimate

$$\begin{aligned} &\int \left(\sum_{\sigma_1, \sigma_2} |M_{12}|^2 \right) \Big|_{\omega_2 = \omega_0 - \omega_1} d\Omega_1 d\Omega_2 \\ &\approx \left(\frac{32\pi}{3} \right)^2 \frac{1}{E_0^2} \frac{(ea)^4}{(1 - 2E_s/E_0)^2}, \end{aligned} \quad (19)$$

we derive

$$\begin{aligned} dW_{ss} &= (2\pi)^3 \left(\frac{16}{3} \right)^2 \left(\frac{\omega_1}{\omega_0} \right)^3 \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_0} \right)^3 \\ &\quad \times \frac{\alpha_0^2 (a/\lambda_0)^4}{(1 - 2E_s/E_0)^2} d\omega_1, \end{aligned} \quad (20)$$

where λ_0 is the wavelength of radiation with the energy of quanta equal to the energy E_0 of transition under consideration, $\alpha_0 = e^2/(\hbar c) = 1/137$ is the fine-structure constant, and $a = 1.3 \times 10^{-13} A^{1/3}$ cm is the radius of a nucleus where the number of nucleons is equal to A . Correspondingly, the coefficient α , which is involved in equations (5) and (6) and which describes the contribution of spontaneous emission to the modes of counterpropagating beams with frequencies close to half the transition frequency, is given by

$$\alpha = (2\pi)^3 \frac{\alpha_0^2 (a/\lambda_0)^4}{9(1 - 2E_s/E_0)^2} \omega_0. \quad (21)$$

It is convenient to define the probability of stimulated-spontaneous transitions per unit time with the use of the Einstein relationship $A(\omega_1)/B(\omega_1) = \hbar\omega_1^3/(\pi^2 c^3)$ for spectral coefficients of spontaneous emission, $A(\omega_1)$,

and stimulated emission, $B(\omega_1)$. Indeed, according to (16), the spectral coefficient $A(\omega_1)$ of spontaneous emission is equal to $W_{ss}f(\omega_1)$. Then, using the Einstein relationship, we can derive an expression for the probability of stimulated-spontaneous transitions with induced emission of photons within the spectral interval $d\omega_1$ near the frequency ω_1 (corresponding to the wavelength λ_1) per unit time,

$$dW_{is} = (\lambda_1^2/4)W_{ss}f(\omega_1)I(\omega_1)d\omega_1, \quad (22)$$

where $I(\omega_1)d\omega_1$ is the flux density of stimulating photons within the considered spectral band. Hence, with the use of estimate (20), we can find an expression for the constant γ , which is involved in equations (5) and (6) and which includes the contribution of stimulated-spontaneous transitions to the modes of counterpropagating beams with frequencies close to half the transition frequency ($\lambda_1 \approx 2\lambda_0$),

$$\gamma = (2\pi)^{3/2} \frac{\alpha_0^2 (a/\lambda_0)^4}{9(1 - 2E_s/E_0)^2} \lambda_0^2. \quad (23)$$

The probability of stimulated-stimulated transitions with induced emission of photons within spectral intervals $d\omega_1$ and $d\omega_2$ near the frequencies ω_1 and ω_2 per unit time is given by

$$dW_{ii} = (\lambda_1^2/4)(\lambda_2^2/4)W_{ss}f(\omega_1) \times g(\omega_0 - \omega_1 - \omega_2)I(\omega_1)I^*(\omega_2)d\omega_1d\omega_2, \quad (24)$$

where $I(\omega_1)d\omega_1$ and $I^*(\omega_2)d\omega_2$ are the flux densities of stimulating photons. Correspondingly, the constant β of stimulated two-quantum emission, which is involved in equations (5) and (6), is written as ($\lambda_1 = \lambda_2 = 2\lambda_0$)

$$\beta = \left(\frac{8\pi}{3}\right)^2 \frac{\alpha_0^2 a^4 / \Delta\omega_0}{(1 - 2E_s/E_0)^2}. \quad (25)$$

To take into account the motion of emitters, we should include the Doppler shift of the frequencies ω_1 and ω_2 in the right-hand side of (17). In particular, the Lorentz functions should be replaced by the distribution function

$$g(\omega_0 - \hbar(\delta\omega)^2/(2Mc^2) + \delta\omega(u/c) - \omega_1 - \omega_2), \quad (26)$$

which gives the relation between the frequencies of counterpropagating quanta emitted by a nucleus with the velocity projection on the direction of emission of the first quantum equal to u . Next, we should multiply the derived expression by the probability that the velocity projection of a nucleus falls within the interval from u to $u + du$,

$$F(u)du = \left(\frac{M}{2\pi kT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{Mu^2}{2kT}\right)du, \quad (27)$$

where M is the mass of the nucleus and T is the temperature of the gas, and integrate over all possible velocity projections of the nucleus. This procedure yields a Doppler-broadened line corresponding to the frequency distribution of emitted photons.

However, we should note that, if the frequency detuning $\delta\omega$ between counterpropagating photon beams is not very large, so that

$$|\delta\omega| \ll |\delta\omega_0| = \Delta\omega_0 c / \Delta u = \Delta\omega_0 (Mc^2/kT)^{1/2}, \quad (28)$$

where $\Delta u = (kT/M)^{1/2}$ is the variance of the nuclear velocity corresponding to the distribution function (27), we can neglect the Doppler term $\delta\omega u/c$ in the argument of the Lorentz function (26) for the overwhelming majority of the emitters.

Provided that, in addition, the term $\hbar(\delta\omega)^2/(2Mc^2)$ in the argument of the function (26), which describes the recoil effect in emission, is much less than the homogeneous width $\Delta\omega_0$ of the transition, which is true for the detunings that satisfy the inequality

$$|\delta\omega| \ll \Delta\omega_0 (2Mc^2/\hbar\Delta\omega_0)^{1/2}, \quad (29)$$

we can neglect this term as well.

Comparison of inequalities (28) and (29) shows that, if $2kT > \hbar\Delta\omega_0$, which is usually true for nuclear transitions, the Lorentz function (26) for a moving nucleus can be replaced by the Lorentz function for a motionless nucleus. Then, the integration over all possible velocity projections u is reduced to the integration of $F(u)$ defined by (27), which yields unity. This implies that stimulated emission into a group of modes within the band (28) near the central frequency $\omega_0/2$ involves virtually all nuclei in the gas. As a result, the spectrum of stimulated emission features a maximum with a width on the order of $|\delta\omega_0| = \Delta\omega_0 c / \Delta u$ near the central frequency $\omega_0/2$.

Note also that, for the overwhelming majority of nuclei in a gas, the Doppler shift of frequencies of emitted quanta should not exceed the frequency separation from the neighboring intermediate level. Otherwise, in analyzing the motion of nuclei, we should take into account resonant denominators in the matrix element M_{12} (18), and the estimate (20) and, consequently, formulas (21), (23), and (25) become inapplicable. In addition, what is even more important, in the case of an exact resonance, stimulated two-quantum transitions do not offer the above-considered advantages any longer because such transitions occur through two sequential cascade single-quantum transitions $2 \rightarrow s$ and $s \rightarrow 1$. Thus, although it is desirable to ensure a small denominator in the expression for the constant β of stimulated two-quantum emission (25), the detuning from the exact resonance should be limited by a value that is considerably greater than half the Doppler width

of the line corresponding to a single-quantum cascade transition,

$$(1 - 2E_s/E_0)^2 \geq 2(kT/Mc^2) \ln 2 \quad (30)$$

$$\approx 1.2 \times 10^{-13} (T/A).$$

To be able to neglect the components of homogeneous broadening due to a finite transit time and collisions, we should require that the inverse transit time $(\Delta t)^{-1}$ of nuclei through the amplification region and the inverse time interval between collisions should be small, $(\Delta t)^{-1} \ll \Delta\omega_0$. These requirements impose restrictions on the size of the amplification region and the total concentration of nuclei n ,

$$L \geq u/\Delta\omega_0 = (c/\Delta\omega_0)(3kT/Mc^2)^{1/2}, \quad (31)$$

$$n \ll \Delta\omega_0/(\sigma_g u) = (\Delta\omega_0/c\sigma_g)(Mc^2/3kT)^{1/2}, \quad (32)$$

where $u = (3kT/M)^{1/2}$ is the root-mean-square velocity of the thermal motion of nuclei and σ_g is the gas-kinetic cross section.

Finally, the second-order Doppler broadening, which is inevitable in a two-quantum process, should be less than the homogeneous width,

$$\Delta\omega_D^{(2)} \approx \omega_0(kT/Mc^2) \ll \Delta\omega_0. \quad (33)$$

Along with the thermal motion of nuclei, Doppler broadening may be due to the scatter in velocities acquired by nuclei in the process of laser pumping if the time is too short for the thermalization of nuclei to occur. Specifically, being isotropically pumped with an incoherent source of gamma photons with an energy $\hbar\omega_p$, a nucleus acquires a momentum $\hbar\omega_p/c$ of an absorbed quantum. The maximum possible velocity difference is equal to twice the acquired velocity, $2c(\hbar\omega_p/Mc^2)$, which gives an estimate for the corresponding effective temperature:

$$kT_{\text{eff}} \approx (\hbar\omega_p)^2/(Mc^2). \quad (34)$$

7. NUMERICAL ESTIMATES

In this section, we present estimates for a hypothetical "fortunate" nucleus with $A = 150$ and an intermediate level s lying between the levels involved in the laser transition with a detuning $|1 - 2E_s/E_0| = 2 \times 10^{-6}$. Then, at $T = 300$ K, inequality (30) would be satisfied even if the right-hand side of this equality were larger by a factor of ten. For such a detuning, expressions (23) and (25) give the following estimate for the constant of stimulated emission: $\beta = (2.3 \times 10^{-40} \text{ cm}^4)/\Delta\omega_0$. For $E_0 = 10^5$ eV, the constant of spontaneous-stimulated emission is estimated as $\gamma = 2.4 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$.

In accordance with (8), the threshold spectral flux density of igniting photons can be estimated as $I_0/\Delta\omega_0 = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, where we assumed that $n_{20} = 0.8n$ and

$n_0 = 0.6n$ and took into account that the scattering of gamma quanta with an energy of about 50 keV mainly occurs through photoionization of atoms with the scattering cross section $\sigma = 6 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$.

With allowance for (13), the requirement $I_i > I_0$ (8) yields $(n_0 L)_{\text{cr}} < 3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. This inequality can be satisfied, for example, with $n_0 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and $L = 200$ m. For $\sigma_g = 10^{-16} \text{ cm}^2$, restrictions (31) and (32) give $L \gg (2.2 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1})/\Delta\omega_0$ and $n \ll (4.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \text{ s})\Delta\omega_0$. These inequalities do not contradict the chosen values of the inverted population n_0 (the concentration of nuclei in this case is $n = n_0/0.6 = 1.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) and the size L of the amplification region if the emission bandwidth meets the condition $\Delta\omega_0 > 10^8 \text{ s}^{-1}$. The restriction (33) on the magnitude of the second-order Doppler effect is reduced to the inequality $\Delta\omega_D^{(2)} = 2 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \ll \Delta\omega_0$. An estimate of the effective heating by pumping in accordance with (34) yields $T = 10$ K, which is much lower than the temperature of the medium, $T = 300$ K.

According to (13), the critical spectral density of the photon flux in the igniting beams is estimated as $I_i/\Delta\omega_0 = 4.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$.

Finally, let us compare the estimated spectral density of the photon flux in the igniting beams with the capabilities of the available sources of gamma radiation. The spectral density of the photon flux in synchrotron radiation (within a solid angle of 10^{-5} sr) is estimated as approximately 10 cm^{-2} [12], which is many orders of magnitude lower than the required value of $I_i/\Delta\omega_0$. Although X-ray lasers ensure a higher spectral density of the photon flux, about 10^{15} cm^{-2} [12], such a spectral density of the photon flux is lower than the required one by three orders of magnitude. In addition, the pulse duration of radiation produced by X-ray lasers is not sufficient to ensure ignition.

8. STIMULATION OF GAMMA EMISSION FROM NUCLEI AS A METHOD OF ECOLOGICALLY SAFE POWER PRODUCTION

The horizons of using stimulated radiative processes in nuclei for power production were discussed already in the pioneering proposals on gamma-ray lasers. Specifically, creating a nuclear reactor that can be used as a source of energy both in the pulse and continuous regimes was indicated as one of the main applications of the device proposed in [13].

In fact, operation of a gamma-ray laser is one of the modifications of nuclear reactions, namely, a chain reaction of induced transitions in excited nuclei. This circumstance was highlighted in the title of the first technical report on this problem (see reference [5] in [14]).

The energy accumulated by excited states of isomeric nuclei is about 50 MJ/g (see table), which is

Table

Isomer	$^{93m}_{41}\text{Nb}$	$^{108m}_{47}\text{Ag}$	$^{166m}_{67}\text{Ho}$	$^{178m}_{72}\text{Hf}$	$^{180m}_{73}\text{Ta}$	$^{186m}_{75}\text{Re}$	$^{192m}_{77}\text{Ir}$	$^{210m}_{83}\text{Bi}$
Lifetime, years	13.6	127	1.2×10^3	31	1.2×10^{15}	2×10^5	241	3×10^6
Transition energy, keV	30	79			75			262
Spin of the initial state	$1/2^-$	6	7		9^-			9^-
Spin of the final state	$9/2^+$	1	2^-	0^+	1^+			1^-
Multipolarity	M4	M5	E5		M8			E8
Energy content, MJ/g	31	70			40			120
Time of transformation of a product into a stable isotope	0	2.4 min	27 h	0	8.1 h	91 h	74 days	138 days

approximately two orders of magnitude lower than the specific energy content of nuclear fuel used in nuclear fission and three orders of magnitude higher than the heat-producing capability of hydrocarbon chemical fuel. Advantages and drawbacks of such an intermediate position of energy released in gamma emission determine the status of possible gamma-laser chain reaction in the hierarchy of power production. The main argument in favor of such a method of power production is its ecological safety, i.e., the absence of medium- and long-lived radionuclides in the products of this reaction (see table).

Being implemented in the pulse-periodic regime, the above-considered method of the external ignition of a stimulated radiative nuclear reaction holds much promise as one of the ways to solve the problem of ecologically safe power production.

9. CONCLUSION

The performed analysis reveals the main advantages and drawbacks of the method of external ignition of stimulated two-quantum emission from free excited nuclei using counterpropagating photon beams. The advantages and drawbacks of this technique can be summarized as follows:

(1) In contrast to single-quantum emission in an ensemble of nuclei with a Doppler-broadened gain line, emission of gamma quanta into a selected mode involves virtually all nuclei regardless of their individual velocities;

(2) A specific dynamic distributed feedback, which is characteristic of stimulated two-quantum emission in counterpropagating beams only, is established in the absence of any reflective structures;

(3) Because of the nonlinearity of the feedback, with a coefficient proportional to the intensity of the photon beam, excitation of nuclei is removed in an avalanche-like manner, which is accompanied by the emission of a giant pulse of gamma quanta;

(4) At present, the implementation of such a process is impeded by the absence of sources of igniting gamma quanta with a sufficient intensity. Therefore, the advantages of the proposed technique may manifest themselves only in designing a final stage of a source of gamma quanta (e.g., in an X-ray or gamma-ray laser, relativistic undulator, free-electron laser, etc.) for producing a short pulse of gamma photons with a high peak amplitude.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partially supported by the Russian Foundation for Basic Research, project no. 96-02-17686a and by EOARD projects nos. SPC-96-4032 and 96-4033.

REFERENCES

1. Baldwin, G.C., Solem, J.C., and Goldanskii, V.I., 1981, *Rev. Mod. Phys.*, **53**, 667.
2. Goldanskii, V.I., Kuzmin, R.N., and Namiot, V.A., 1981, in *Topics in Current Physics* (Springer), vol. 25, p. 49.
3. Baldwin, G.C., 1982, *Phys. Rev.*, **87**, 1.
4. Vysotskii, V.I. and Kuz'min, R.N., 1989, *Gamma-Ray Lasers* (Moscow: Mosk. Gos. Univ.) (in Russian).
5. Cohen, L., 1988, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **40**, 735.
6. Rivlin, L.A., 1992, *Sov. J. Quantum Electron.*, **22**, 471.
7. Rivlin, L.A., 1992, *11th Int. Conf. on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, p. 118.
8. Rivlin, L.A., 1995, *Laser Phys.*, **5**, 297.
9. Rivlin, L.A., 1995, *12th Int. Conf. on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena*, p. 332.
10. Rivlin, L.A., 1962, *Voprosy Radioelektron., Ser. Elektron.*, no. 6, 60.
11. Rivlin, L.A., 1996, *Quantum Electron.*, **26**, 503.
12. Elton, R.C., 1990, *X-Ray Lasers* (Boston: Academic), ch. 7.
13. Rivlin, L.A., 1961, USSR Inventor's Certificate no. 621265; 1979, *Byull. Izobrej.*, no. 23, p. 220.
14. Chirikov, B.V., 1963, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **44**, 2016.

**XIII International Conference on Laser Interaction
and Related Plasma Phenomena**

Monterey, CA, USA. April 13-18, 1997

**High-efficiency Frequency Conversion up to X-ray Range
by Colliding Photon-Particle Beams**

Lev A. Rivlin

Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics, and Automation
(Technical University) = M I R E A

78 Vernadsky Ave., Moscow, 117454, RUSSIA
Phone & FAX: (7-095) 434 9317. E-mail: rla@superlum.msk.ru

The well known effect of enormous frequency Doppler shift arising when the soft photons are scattered by relativistic electrons is extremely inefficient because of very small value of Thomson's scattering cross-section.

Evidently the efficiency can be raised by many orders of magnitude using the process of resonance scattering, that is replacing the electrons by relativistic beam of oscillators with transition energy coinciding in the co-moving coordinate system with the energy of incident photons. The beam of positronium atoms is a very first example, but the creation of such relativistic beam of annihilating neutral atoms with sufficient density is a separate and very complicate problem.

We narrowly consider an alternative eventual experimental scheme based on existing sources of relativistic electrons which possess the needed resonance properties in the external static electromagnetic fields and discuss all the set-up details. Rigorous calculations show that the gain of efficiency in comparison with the case of Thomson's scattering is more than 10^{10} while the frequency rises from GHz range up to the X-rays.

Persuasive experimental tests of proposed set-up would be of practical interest.

This study was supported in part by EOARD Program (Project SPC-96-4033) and by Russian Foundation of Basic Research (Grant # 96-02-17686a).

High-efficiency Frequency Conversion up to X-ray Range by Colliding Photon-Particle Beams

Lev A. Rivlin

*Moscow State Institute of Radio Engineering, Electronics, and Automation
(Technical University) = MIREA*

*78 Vernadsky Ave., Moscow, 117454, RUSSIA
E-mail: rla@superlum.msk.ru*

Abstract. We analyse the feasibility of a high-efficiency up-conversion process based on the relativistic Doppler effect arising due to the scattering the incident soft photons with the electron beam which acquires the resonance properties in the static transverse magnetic field. Estimates predict the brightness of scattered radiation exceeding that of synchrotron radiation by orders of magnitude.

The well known effect of enormous frequency Doppler shift

$$\omega_2 = \mu \omega_1 \approx 4\gamma^2 \omega_1 \quad (1)$$

arising when the soft photons are scattered by free relativistic electrons is extremely inefficient because of very small value of Thomson scattering cross-section $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ ($E = mc^2\gamma$ being the electron energy). Even too optimistic analysis of this process predicts the quantum yield not larger than $\eta = 10^{-11}$ [1]. The recent experiments in Berkeley National Laboratory result in the yield figure approx. $\eta = 10^{-13}$ [2].

Evidently the efficiency can be raised by many orders of magnitude using the process of resonance scattering, that is replacing the free electrons by relativistic beam of oscillators with the transition energy coinciding in the co-moving coordinate system with the energy of incident photons. The beam of Positronium atoms is a very first example, but the creation of such relativistic neutral and unstable (due to annihilation) atoms with sufficient density is a separate and very complicated problem [3].

It should be noted that electron beam of an usual undulator setup is not applicable for the purpose under consideration because the electron behaviour in an undulator is in fact the externally forced periodic motion, but not the true pendulum oscillations possessing the distinct resonance frequency.

We discuss an alternative eventual experimental scheme based on existing sources of relativistic electrons which acquire the needed resonance properties in the external static nonperiodic magnetic field. Let us consider (only for the sake of simplicity, but not as an optimized example) the relativistic electron beam propagating along the z-axis through the transverse magnetic field \mathbf{B} with two components

$$\begin{aligned} B_\phi &\approx -B_0 \rho \cos 2\phi \\ B_\rho &\approx -B_0 \rho \sin 2\phi \end{aligned} \quad (2)$$

$r = A\rho$ and ϕ being the polar coordinates of the cylindrical system (r, ϕ, z) . This field is created by two currents J parallel to each other and to the electron beam and divided by spacing $2A$ between the axes of the round rectilinear conductors of radius a ; $\rho = 0$ is the electron beam position and $\rho = 1$, $\phi = \pm \pi/2$ are the coordinates of the conductor axes; $B_0 = \mu_0 J / \pi A$, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Henry/m.

Such magnetic field creates a transverse parabolic potential well for the relativistic electrons. So the initially unbounded electrons convert into harmonic oscillators with the resonance frequency equal in co-moving system to

$$\omega \approx \left[2 \frac{ce}{m} \frac{B_{\max}}{A} \gamma \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \right]^{1/2} \approx 0.14 \left[\frac{B_{\max}}{E} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \right]^{1/2} \quad (3)$$

where

$$B_{\max} = \frac{B_0}{2} \frac{A}{a} \frac{1+a/A}{1+a/2A} \quad (4)$$

is the maximum value of magnetic field in Tesla at $\rho = 1+a/A$, $\phi = \pm \pi/2$, ω is in THz, a , A - in cm, and e is the electron charge.

The quantum yield of photons scattered by such moving oscillators rises in comparison to Thomson's case up to

$$\eta = 4\pi c r_0 N / \Delta\omega_s \quad (5)$$

where $r_0 = 2.8 \times 10^{-15}$ m is the classical electron radius, N is the total electron number per unit area of the beam cross-section, and

$$\Delta\omega_s \approx \frac{3}{2} \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \omega \quad (6)$$

is the inhomogeneous linewidth proportional to the relative electron energy spread $\Delta\gamma/\gamma$. We take here into account the effects of Doppler broadening, the slight ellipticity of the incident wave of frequency $\omega_i = \omega/\sqrt{\mu}$, and some other possible sources of the line broadening.

Hence the quantum yield is equal to

$$\eta \approx \frac{8}{3} r_0 \lambda_2 N \gamma^2 / \Delta \gamma \approx 1.5 \times 10^{-19} \lambda_2 N E \gamma / \Delta \gamma \quad (7)$$

where

$$\lambda_2 = 2\pi c / \omega \sqrt{\mu} \quad (8)$$

is the wavelength of the scattered photons in nm, N is in cm^{-2} , and E in MeV.

The electron efficiency of the whole up-conversion process defined as the ratio of the scattered photon beam power to the electron beam power is equal to

$$k = \frac{16\pi \hbar r_0}{3mc^2} \frac{IS}{\Delta \gamma / \gamma} \approx 6 \times 10^{-34} \frac{IS}{\Delta \gamma / \gamma} \quad (9)$$

where the intensity of the incident photon beam S is in $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ and the acting beam length l is in cm.

The scattered beam divergence is characterized by the solid angle

$$\Delta \Omega \approx \pi \sqrt{\mu} \quad (10)$$

Hence the spectral brightness of the output photon beam

$$\Phi \approx \frac{\eta S}{(\Delta \omega_s / \omega) \Delta \Omega} \quad (11)$$

is sufficiently high and typically reaches the value $\Phi = 10^{29} \div 10^{32} \text{ 1/cm} \cdot \text{sec} \cdot \text{sterad} \cdot (\Delta \omega_s / \omega)$.

These figures exceed the brightness of synchrotron sources by orders of magnitude, but are rather lower than the brightness of the X-ray lasers. Table 1 shows some quantitative examples of considered up-conversion process.

Table 1

E	γ	$\Delta \gamma / \gamma$	μ	B_{max}	N	λ_1	λ_2	η	S	$\Delta \Omega$	Φ	k
GeV				T	cm^{-2}	cm	nm		$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	strad	$1/\text{cm}^2 \text{s} \cdot \text{strad}$	%
19.0	$3.7 \cdot 10^4$	10^{-3}	$5.5 \cdot 10^9$	20	10^8	50	0.09	$2.6 \cdot 10^{-5}$	10^{25}	$6 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{32}$	0.6
0.1	200	10^{-3}	$1.5 \cdot 10^5$	20	10^8	3.5	230	$3.5 \cdot 10^{-4}$	10^{25}	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{29}	0.6
0.1	200	10^{-3}	$1.5 \cdot 10^5$	5	10^8	1.7	460	$7 \cdot 10^{-4}$	10^{25}	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{29}$	0.6
4.0	$7.8 \cdot 10^3$	10^{-3}	$2.5 \cdot 10^8$	5	10^8	45	1.8	10^{-4}	10^{25}	10^{-8}	$7 \cdot 10^{31}$	0.6

Persuasive experimental tests of this process would be of practical interest.

Acknowledgement

This study was supported in part by the EOARD Program (Project SPC-96-4033) and by Russian Foundation of Basic Research (Grant # 96-02-17686a).

References

1. Rivlin L.A., Relativistic frequency up-conversion in counterpropagating beams of photons and electrons. *Sov. J. Quant. Electron.* 5 , 1150, (1975).
2. Chin, A.N., et al. , Generation of femtosecond X-ray pulses via Thomson scattering of terawatt IR laser pulses with relativistic electrons. *Summaries of papers .QELS'96.* p. 68.
Ed. by OSA. (1996)
3. Rivlin, L.A., On stimulated formation of relativistic Positronium atoms. *Sov. J. Quant. Electron.* 9, 353, (1979).
4. Elton, R., X-Ray Lasers. Boston. Academic Press, Inc. (1990).

Испускание жестких фотонов при спонтанном рассеянии электромагнитной волны на релятивистских осцилляторах

Л.А.Ривлин

1. Введение

Методы генерирования электромагнитного излучения высокой интенсивности потоками свободных электронов, перемещающихся в макроскопических электрических и магнитных полях, получили широкое распространение в микроволновом и даже инфракрасном диапазонах (см., например, [1]). Возможность продвижения этих методов в более коротковолновую часть спектра, вплоть до рентгеновской области, основывается на использовании ультрарелятивистских электронов и достаточно сильных магнитных полей. В самом деле, характерное значение собственной частоты ω колебаний электрона с полной энергией $E = mc^2\gamma$, перемещающегося вдоль вектора магнитного поля с индукцией B совпадает по порядку величины (в сопровождающей электроны системе координат) с циклотронной частотой

$$\omega = \omega_c = eB / m \quad (1)$$

(c - скорость света, e - заряд и m - масса электрона). В результате эффекта Доплера частота, излучаемая таким электроном вдоль вектора его скорости, транспонируется в лабораторной системе в

$$\omega_2 = \frac{eB}{m} \gamma (1 + \sqrt{1 - \gamma^{-2}}) \approx 2 \frac{eB}{m} \gamma \approx 0,7 B E \quad (2)$$

где в численном равенстве ω_2 в ТГц, B в Тл и E в МэВ. Оценка при $E = 10$ ГэВ и $B = 20$ Тл составляет $\omega_2 \approx 4 \cdot 10^5$ ТГц, что отвечает мягкому рентгеновскому излучению с длиной волны $\lambda_2 \approx 13,5$ нм и энергией кванта $\hbar\omega_2 \approx 0,1$ кэВ (далее во всех численных выражениях в тексте используются те же единицы, а геометрические размеры в см, во всех примерах в тексте - те же значения E и B).

В этом спектральном диапазоне трудно, по-видимому, надеяться на заметный успех в построении на указанных принципах эффективных самовозбуждающихся генераторов или усилителей когерентных колебаний, которые давно уже

функционируют в микроволновой области. Скорее следует обратить внимание на процессы спонтанного рассеяния фотонов на электронах, например, на издавна известный способ повышения частоты волны, отраженной от релятивистски движущегося зеркала.

Как известно, рассеяние фотонов на угол π встречным пучком релятивистских электронов приводит вследствие эффекта Доплера к повышению частоты вторичного пучка с коэффициентом транспонирования

$$\mu = \gamma^2 (1 + \sqrt{1 - \gamma^{-2}}) \approx 4\gamma^2 \quad (3)$$

К сожалению, квантовая эффективность этого процесса исключительно низка из-за малости томсоновского сечения рассеяния

$$\sigma_T = (8\pi/3)r_0^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2 \quad (4)$$

($r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см - классический радиус электрона). Даже оптимистические оценки предсказывают квантовую эффективность

$$\eta_T = \sigma_T N \quad (5)$$

порядка $\eta_T = 10^{-11}$ [2] (N - действующее число электронов на единичном поперечном сечении пучка). В недавних экспериментах в Беркли достигнута $\eta_T \sim 10^{-13}$ при рассеянии на сгустке, содержащем около 10^{10} электронов с энергией 50 МэВ [3].

Очевидным способом повышения эффективности релятивистского транспонирования частоты является переход от томсоновского рассеяния на свободных электронах к рассеянию на движущихся осцилляторах с заменой σ_T на резонансное сечение, равное в дипольном приближении

$$\sigma = \sigma_T \frac{\omega^4}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 (\Delta\omega_0)^2} \approx \sigma_T \frac{\omega_0^2}{4(\omega - \omega_0)^2 + (\Delta\omega_0)^2} \quad (6)$$

где ω_0 - резонансная частота осциллятора и

$$\Delta\omega_0 = (2r_0/3c)\omega_0^2 \quad (7)$$

естественная радиационная ширина линии осциллятора. Видно, что в резонансе можно было бы ожидать повышения сечения рассеяния на много порядков:

$$\sigma_0/\sigma_T = (3\lambda/4\pi r_0)^2 \quad (8)$$

($\lambda = 2\pi c/\omega$). Хотя, как показано ниже, на самом деле столь грандиозное повышение эффективности и не достижимо, все же выигрыш по сравнению с томсоновским случаем оказывается весьма существенным.

Простейшим примером осцилляторов, пригодных из-за малой массы для использования в качестве релятивистского зеркала, может служить пучок атомов позитрония с энергией первого возбужденного 2р состояния в 5,1 эВ. Однако, получение достаточно интенсивных релятивистских пучков нейтральных атомов (нестабильных из-за аннигиляции) представляет самостоятельную и очень непростую задачу [4].

Поэтому следует сосредоточить усилия на формировании пучков свободных электронов, которым приданы свойства квазигармонических осцилляторов посредством помещения во внешние макроскопические электромагнитные поля. Нелинейная теория процессов когерентного излучения релятивистских электронных пучков в таких полях детально разработана применительно к не слишком большим коэффициентам транспонирования μ и построено множество успешно действующих устройств (см., например, [1]). Для рассматриваемых некогерентных процессов с $\mu \gg 1$ достаточно воспользоваться простыми оценками в линейном приближении.

В дальнейшем анализе используются две системы координат: в лабораторной системе L все величины помечены индексом L , в сопровождающей электроны системе Q , движущейся со средней скоростью электронов β величины лишены системных индексов; частоты первичной и вторичной волн в систем L обозначены ω_1 и ω_2 .

2. Квантовая эффективность транспонирования

Электроны, заполняющие участок взаимодействия пучка с единичным сечением и длиной l , рассеивают в единицу времени

$$I = \sigma_0 S n l (\Delta \omega_0 / \Delta \omega_s) \quad (9)$$

фотонов. Здесь $S / \Delta \omega_s$ - спектральная плотность фотонов первичного пучка с полной интенсивностью S в спектральном интервале $\Delta \omega_s$, равном полной неоднородной ширине линии осцилляторов, n - объемная концентрация электронов. Электрон подвергается облучению в системе Q потоком первичных фотонов с частотой $\omega = \omega_1 \sqrt{\mu}$ в течении времени

$$\Delta t = l_L / c \quad \Delta t = l_L / c \quad \Delta t = l_L / c \gamma \sqrt{1 - \gamma^{-2}} \quad (10)$$

Ширина текущего спектра такого облучающего импульса изменяется во времени как $\Delta \omega(t) \sim 1/t$ от бесконечной (но с нулевой амплитудой) при $t = 0$ до $2\pi / \Delta t$ при $t = \Delta t$; одновременно возрастает амплитуда центральной составляющей спектра

$$f(t) \approx 1,6 (S / \Delta \omega_s) [1 - \exp(-t / \Delta t)] \quad (11)$$

Если бы первичное излучение было квазимонохроматическим с шириной линии, совпадающей с $\Delta \omega_0$, и интенсивностью $S \Delta \omega_0 / \Delta \omega_s$, то процесс установления текущего спектра (11) нашел отражение в столь же постепенном нарастании скорости рассеяния I от нуля до асимптотического значения (9). Причина этого состоит в том, что в каждый данный момент t с электронным осциллятором, обладающим шириной линии поглощения $\Delta \omega_0$, взаимодействует лишь соответствующая составляющая поля первичного излучения с амплитудой (11).

Однако, если

$$\Delta \omega_s \Delta t \gg 1 \quad (12)$$

то падение текущей спектральной плотности $f(t)$ в полосе поглощения данного осциллятора компенсируется наложением множества компонент соседних участков текущего спектра первичного излучения, что позволяет с достаточной достоверностью пользоваться для оценок асимптотической формулой (9).

Тогда квантовая эффективность рассеяния определяется как

$$\eta = I / S = (3 / 2\pi) \lambda^2 n l (\Delta \omega_0 / \Delta \omega_s) \quad (13)$$

Она остается неизменной при переходе в систему L , а роль эффективного сечения играет

$$\sigma = \eta / n l = \sigma_T (3\lambda / 4\pi r_0)^2 (\Delta\omega_0 / \Delta\omega_s) \quad (14)$$

Таким образом истинный выигрыш в сечении по сравнению с томсоновским значением (4) составляет в этом случае, как отмечено выше, не (8), а величину в $\Delta\omega_0 / \Delta\omega_s$ раз меньшую.

3. Гармонические колебания релятивистского электрона в макроскопическом магнитном поле

Обращение электрона с циклотронной частотой ω_c (1) - не единственный возможный пример гармонического осциллятора. Свободный релятивистский электрон может играть эту роль, если его движение во внешнем постоянном поле подчиняется простому уравнению маятника

$$\ddot{y} = -\omega^2 y \quad (15)$$

с возвращающей силой $m\omega^2$ в правой части (y - поперечное смещение электрона из положения равновесия).

Стоит подчеркнуть, что известные устройства типа ондулятора и др. (см., например, [1]), в которых электрон также совершает колебания в направлении, поперечном к релятивистской скорости, не отвечает поставленной задаче, т.к. его уравнение движения в пространственно периодическом поле $y \sim \cos \Omega t$ радикально отличается от (15) (Ω -частота вынуждающей силы, обратно пропорциональная пространственному периоду поля).

Простым примером реализации гармонического осциллятора является движение электрона в неоднородном поперечном магнитном поле, создаваемом двумя параллельными токами J , текущими по прямолинейным проводникам круглого сечения с радиусом a , разделенных промежутком A между их осями (это отнюдь не оптимизированная конфигурация выбрана лишь из-за простоты расчета поля).

Магнитная индукция B такой пары токов распределена вне проводников в плоскости цилиндрической координатной системы (ρ, ϕ) (проводники расположены параллельно оси z , координаты их осей $\rho = 1$ и $\phi = \pm \pi/2$) следующим образом:

$$B_\rho = -2B_{\max} \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \frac{\rho \sin 2\phi}{1+2\rho^2 \cos 2\phi + \rho^4} \quad (16)$$

$$B_\phi = -2B_{\max} \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \frac{\rho(\cos 2\phi + \rho^2)}{1+2\rho^2 \cos 2\phi + \rho^4} \quad (17)$$

$$|B| = 2B_{\max} \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \frac{\rho}{(1+2\rho^2 \cos 2\phi + \rho^4)^{1/2}} \quad (18)$$

где максимальное значение магнитной индукции

$$B_{\max} = \frac{\mu_0 J}{2\pi a} \frac{1+a/A}{1+a/2A} \quad (19)$$

достигается на внешней поверхности проводников при $\phi = \pm\pi/2$ и $\rho = 1+a/A$ (здесь $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Г.м⁻¹ и ρ - радиальная координата, нормированная на A).

Вблизи оси z , где $\rho \ll 1$, справедливо линейное приближение:

$$B_\rho \approx -2B_{\max} \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \rho \sin 2\phi \quad (20)$$

$$B_\phi \approx -2B_{\max} \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \rho \cos 2\phi \quad (21)$$

Электрон, двигаясь строго по оси z , находится в положении равновесия в поперечном направлении поскольку $B(\rho=0)=0$ и сила Лоренца равна нулю. При смещении от оси z равновесие нарушается и в квадрантах $\pi/4 < \phi < 3\pi/4$ и $-3\pi/4 < \phi < -\pi/4$ на электрон действует сила Лоренца с отрицательной радиальной составляющей

$$F_\rho = -ce\sqrt{1-\gamma^{-2}}B_\phi \approx 2ceB_{\max} \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \rho \cos 2\phi \quad (22)$$

совпадающей по виду с возвращающей силой гармонического осциллятора (15), причем в случае взаимодействия со сторонней линейно поляризованной волной с вектором электрического поля, ориентированным по направлению $\phi = \pm\pi/2$, эта сила максимальна.

Для оценки собственной частоты осциллятора, возникающего в результате действия указанной силы, удобнее перейти в систему Q , где, конечно, сила Лоренца отсутствует, но магнитная индукция B порождает электрическое поле E с компонентами

$$E_\phi = -cB_\rho \gamma \sqrt{1-\gamma^{-2}} \approx 2cB_{\max} \gamma \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \rho \sin 2\phi \quad (23)$$

$$E = cB_\phi \gamma \sqrt{1-\gamma^{-2}} \approx -2cB_{\max} \gamma \frac{a}{A} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \rho \cos 2\phi \quad (24)$$

и радиальным градиентом E_ρ вблизи оси z

$$\frac{1}{A} \frac{dE_\rho}{d\rho} \approx -2cB_{\max} \gamma \frac{a}{A^2} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \cos 2\phi \quad (25)$$

В итоге собственная частота осциллятора оказывается зависящей от угла наклона плоскости колебаний ϕ и равна

$$\varpi = \sqrt{\frac{e}{mA} \frac{dE_p}{dp}} \approx 0,14(-B_{\max} E \frac{a}{A^2} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \cos 2\phi)^{1/2} \quad (26)$$

(эта формула действительна в квадрантах $\pi/4 < \phi < 3\pi/4$ и $-3\pi/4 < \phi < -\pi/4$).

В результате эффекта Доплера волна, рассеянная этим осциллятором в положительном направлении оси z , приобретает в системе L частоту

$$\varpi_2 \approx 2\gamma\varpi \approx 0,56 \left(-B_{\max} E^3 \frac{a}{A^2} \frac{1+a/2A}{1+a/A} \cos 2\phi \right)^{1/2} \quad (27)$$

Так, $\varpi_2 = 1,3 \times 10^6$ ТГц, $\lambda_2 \approx 1,4$ нм, $\hbar\varpi_2 \approx 0,9$ кэВ при $A = 0,1$ см, $\phi = \pi/2$ и $a/A = 0,8$.

Несмотря на видимое преимущество этой схемы с поперечным магнитным полем по сравнению с циклотронной версией в отношении достижимых энергий жестких фотонов, следует указать на ее недостаток, заключающийся в возникновении неустойчивости траектории электронов при их проникновении в квадранты $-\pi/4 < \phi < \pi/4$ и $3\pi/4 < \phi < 5\pi/4$, где поперечные компоненты электрического поля (23,24) заставляют электрон удаляться от оси z . Иными словами, поперечный потенциальный рельеф в системе Q имеет вид седла. Для поперечной стабилизации траектории в этих квадрантах должны быть применены дополнительные меры фокусировки, известные, например, в технике ускорителей частиц или ионных ловушек. Такое поле, побуждающее электроны к сосредоточению вблизи оси z , может быть, в частности, создано в течение части одного из полупериодов радиочастотных колебаний в полном резонаторе, образованном из короткозамкнутых полуволновых отрезков круглого волновода с волной типа TM_{01} или прямоугольного волновода с волной типа TM_{11} (при продольном пучке электронов) и типа TE_{11} (при поперечном пучке). Продолжительность такой импульсной фокусировки может достигать, например, 50 пс при частоте 1 МГц.

4. Уширение линии

В полное неоднородное уширение линии $\Delta\varpi$, вносят свой вклад различные явления и в первую очередь недостаточная моноэнергетичность электронного пучка. Разброс скоростей электронов в системе Q , отнесенный к c и выраженный через ширину энергетического спектра $\Delta\gamma$, заданную в системе L , равен

$$\Delta\beta = \Delta\gamma / \gamma \sqrt{1-\gamma^{-2}} \approx \Delta\gamma / \gamma \quad (28)$$

Соответственно вклад линейного эффекта Доплера в $\Delta\varpi$, составляет

$$\Delta\varpi_D = \varpi \Delta\beta \approx \varpi \Delta\gamma / \gamma \quad (29)$$

Сверх того конечной шириной обладает и спектр резонансных частот осцилляторов в магнитном поле (20,21) из-за разброса величин, входящих в (26):

$$\frac{\Delta\varpi_R}{\varpi} = \frac{\Delta B_{\max}}{2B_{\max}} + \frac{\Delta\gamma}{2\gamma} + \frac{\Delta A}{2A} + \frac{2+2a/A+(a/A)^2}{2+3a/A+(a/A)^2} \frac{\Delta(a/A)}{2a/A} + \operatorname{tg} 2\phi \Delta\phi$$

(30)

Здесь, по-видимому, главный вклад вносит опять же недостаточная моноэнергетичность электронного пучка по сравнению с неточностями геометрии и постоянного магнитного поля, а также с отклонением от линейности поляризации первичной волны, выражаемым величиной $\Delta\phi$.

В итоге при отсутствии других, неучтенных здесь источников неоднородного уширения его суммарное значение есть

$$\frac{\Delta\omega_s}{\omega} \approx \frac{\Delta\omega_D + \Delta\omega_R}{\omega} \approx \frac{3\Delta\gamma}{2\gamma} \quad (31)$$

которое, по-видимому, вряд ли можно на практике сделать меньше $10^{-3}-10^{-4}$

Прежде чем произвести дальнейшее уточнение квантовой эффективности (13), необходимо убедиться, что возможные многократные акты рассеяния на одном и том же электроне не приводят к нарушению процесса транспонирования. В каждом акте рассеяния электрон теряет энергию

$$\delta E = 2(\hbar\omega)^2 / mc^2 \quad (32)$$

где энергия фотона, составляет в системе Q величину порядка 0,1 эВ, и $\delta\omega$ на много порядков уступает принятой выше ширине энергетического спектра электронного пучка. Поэтому только после огромного числа последовательных актов рассеяния на одном и том же электроне можно ожидать ухудшения моноэнергетичности пучка. Это позволяет пренебречь этим явлением при оценке квантовой эффективности.

В итоге квантовая эффективность η (13), выраженная через лабораторные характеристики электронного пучка, равна

$$\eta = \frac{3}{2\pi} \lambda^2 N \frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega_s} = \frac{8r_0}{3ce} \lambda_2 l_L j_L \frac{\gamma^2}{\Delta\gamma} \approx 1,5 \times 10^{-19} \lambda_2 N E \gamma / \Delta\gamma \quad (33)$$

где $N = nl = n_L l_L$ - полное число электронов в действующем отрезке пучка единичного сечения и j_L - плотность тока пучка ($A \cdot cm^{-2}$). Сравнение с (5) дает достаточно ощутимый выигрыш

$$\eta / \eta_T = (\lambda_2 / \pi r_0) (\gamma^2 / \Delta\gamma) \quad (34)$$

который остается большим вплоть до жесткого рентгеновского диапазона.

Электронный КПД процесса можно ввести как отношение мощности вторичного излучения к мощности пучка электронов

$$k = \frac{e\hbar\omega_2 \eta S}{mc^2(\gamma-1)j_L} \approx \frac{16\pi\hbar r_0 l_L S_L}{3mc^2 \Delta\gamma / \gamma} \approx 6 \times 10^{-34} \frac{l_L S_L}{\Delta\gamma / \gamma} \quad (35)$$

5. Первичный и вторичный фотонные пучки

Если поставлена задача получения вторичных фотонов с максимальной энергией, то как магнитная индукция B_{\max} , так и энергия электронов E также должны быть максимальны. Типичными предельными значениями сегодня можно принять $B_{\max} = 20$ Тл, достигнутую с использованием сверхпроводников $NbTi$ и Nb_3Sn [5], и $\gamma = 4 \times 10^4$ (например, накопитель PETRA [6]). Следовательно достижимыми представляются коэффициенты транспонирования (3) $\mu = 6 \times 10^9$ при частоте электронных осцилляторов (28) $\omega \approx 300$ ТГц, частоте первичной волны $\omega_1 \approx 4$ ГГц ($\lambda_1 \approx 50$ см) и частоте вторичного транспонированного излучения $\omega_2 \approx 2,2 \times 10^7$ ТГц ($\lambda_2 \approx 0,09$ нм, $\hbar\omega_2 \approx 15$ кэВ).

Длинноволновое первичное излучение требует применения волноводов, что влечет за собой некоторое уточнение выражения $\omega = \omega_1 \sqrt{\mu}$ для первой ступени доплеровского преобразования частоты

$$\omega = \omega_1 \sqrt{\mu} \frac{1 - \sqrt{1 - \gamma^{-2}}}{1 - \sqrt{1 - \gamma^{-2}} \sqrt{1 - (\omega_{cr} / \omega_1)^2}} \quad (36)$$

которое означает необходимость несколько повысить частоту первичной волны для установления резонанса с осциллятором (ω_{cr} - критическая частота волновода).

В результате релятивистского преобразования импульсов рассеянных фотонов все вторичное излучение сосредоточено в конусе вокруг вектора продольной скорости электронов с телесным углом при вершине

$$\Delta\Omega_L \approx \pi / \mu \quad (37)$$

что, например, при $\gamma = 2 \times 10^4$ составляет $\Delta\Omega_L \approx 2 \times 10^{-9}$ стерад.

Таким образом выходное излучение представляет собой пучок жестких фотонов, сопоставимый с лазерным по монохроматичности и направленности и с высокой яркостью

$$\Phi_L = \eta S / (\Delta\omega_s / \omega) \Delta\Omega_L \quad (38)$$

Типичные значения $\Phi_L \approx 10^{25} - 10^{28}$ см⁻² с⁻¹ стерад⁻¹ в относительном интервале частот $\Delta\omega_s / \omega_s = 10^{-4}$ на несколько порядков превосходят яркость синхротронных источников (10^{21} см⁻² с⁻¹ стерад⁻¹), но по мгновенной яркости уступает импульсным рентгеновским лазерам (10^{34} см⁻² с⁻¹ стерад⁻¹) [7].

Некоторое представление о возможных вариантах параметров можно получить из Таблицы 1.

В заключение стоит обратить внимание на то, что ангармонизм релятивистских осцилляторов, связанный, в частности, с нелинейностью координатных зависимостей (16,17), открывает возможность наблюдения гармоник основной частоты.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 96-02-17686а) и программы EOARD (проект № SPC -96-4033).

Литература

1. Релятивистская высокочастотная электроника. Под ред. А.В.Гапонова-Грехова. Изд. Института прикладной физики АН. Горький, 1979.
2. Л.А.Ривлин - Квантовая электроника, 2, 1423. 1975
3. A.H.Chin et al. Summaries of papers QELS'96, p.68, 1996.
4. Л.А.Ривлин - Квантовая электроника, 6, 594. 1979
5. G.Boebinger, Phys. Today, 49 (6), 41, 1996.
6. Г.Н.Кулипанов, А.Н.Скринский - УФН, 122, 369, 1977
7. Р.Элтон - Рентгеновские лазеры Изд. Мир, М.1994. Гл. 7.

Московский государственный институт
радиотехники, электроники и автоматики
(Технический университет)
Москва, 117454, пр. Вернадского 78

ТАБЛИЦА 1

Е	γ	$\Delta\gamma/\gamma$	μ	B_{\max}	N	λ_1	λ_2	η	S	$\Delta\Omega$	Φ	k
ГэВ				Тл	см ⁻²	см	нм		см ⁻² с ⁻¹	страд	1/см ² с*страд	%
19.0	$3.7 \cdot 10^4$	10^{-3}	$5.5 \cdot 10^9$	20	10^8	50	0.09	$2.6 \cdot 10^{-5}$	10^{25}	$6 \cdot 10^{-10}$	$3 \cdot 10^{28}$	0.6
0.1	200	10^{-3}	$1.5 \cdot 10^5$	20	10^8	3.5	230	$3.5 \cdot 10^{-4}$	10^{25}	$2 \cdot 10^{-5}$	10^{25}	0.6
0.1	200	10^{-3}	$1.5 \cdot 10^5$	5	10^8	1.7	460	$7 \cdot 10^{-4}$	10^{25}	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{25}$	0.6
4.0	$7.8 \cdot 10^3$	10^{-3}	$2.5 \cdot 10^8$	5	10^8	45	1.8	10^{-4}	10^{25}	10^{-8}	$7 \cdot 10^{27}$	0.6

Яркость Φ дана в относительной полосе частот $\Delta\omega/\omega = 10^{-4}$

Испускание жестких фотонов при спонтанном рассеянии электромагнитной волны на релятивистских осцилляторах

Л.Ф.Ривлин

Резонасный процесс спонтанного рассеяния фотонов на встречном пучке релятивистских электронов, приобретающих в постоянном магнитном поле свойства гармонических осцилляторов, порождает с высокой квантовой эффективностью монохроматичный, направленный и интенсивный пучок жестких фотонов (теория и расчет).

Усиление спонтанного гамма-излучения в охлажденном пучке ядер со скрытой инверсией

Л.А.Ривлин

Оценка минимального числа возбужденных ядер, необходимого для надежного наблюдения процесса усиления гамма-излучения на фоне спонтанного испускания, оказывается для пучка свободных ядер со скрытой инверсией, неожиданно низкой.

1. Введение

Один из возможных вариантов экспериментального осуществления ядерного гамма-лазера состоит в использовании усиливающей среды в виде глубоко охлажденного пучка ядер со скрытой (спектрально-локальной) инверсией [1-5]. Последняя обусловлена относительным смещением резонансных линий испускания и поглощения вследствие отдачи ядра, сопровождающей любой радиационный процесс с участием достаточно жестких фотонов, а уменьшение неоднородного уширения линии, обеспечивающее достаточный коэффициент усиления, достигается глубоким охлаждением пучка.

При анализе сильных и слабых сторон этого подхода надлежит сосредоточить внимание именно на процессе усиления потока гамма-фотонов, как на одном из видов самоподдерживающейся цепной ядерной реакции, в противовес задаче наблюдения отдельных актов стимулированного гамма-испускания на уровне счета единичных фотонов индуцированного происхождения. Последний тип экспериментов (если в их перспективе не очевидна возможность количественного наращивания эффекта) может представить лишь методический интерес, поскольку они способны лишь подтвердить применимость общих законов стимулированного испускания к ядерным переходам, что, разумеется, не нуждается в проверке опытом.

2. Наименьшее число возбужденных ядер в канале усиления

Отсутствие достаточно эффективных отражателей не позволяет надеяться в обозримом будущем на воплощение в субнанометровом диапазоне длин волн традиционной лазерной схемы с резонаторной обратной связью. Альтернативой

является усилитель бегущей волны в наиболее простой версии усиления собственного спонтанного излучения.

Важно оценить наименьшее число возбужденных ядер, заполняющих протяженный канал и обеспечивающее надежное наблюдение эффекта усиления фотонного потока.

Представление о разумном соотношении поперечного размера (диаметра) D и длины L такого канала можно составить из следующих простых соображений. Диффракционные потери излучения с длиной волны λ , отнесенные к единице длины канала, оцениваются как

$$\alpha_D \approx 2\lambda / D^2 \quad (1)$$

(в оптическом диапазоне обычно $\alpha_D \approx 10^{-4} \text{ см}^{-1}$). Разумно потребовать, чтобы эта величина не превосходила коэффициент неустранимых потерь фотонов в веществе канала $\sigma_L n$, где σ_L сечение потерь и n объемная концентрация атомов, т.е. $\alpha_D < \sigma_L n$.

Отсюда следует ограничение диаметра канала усиления

$$D > \sqrt{2\lambda / \sigma_L n} \quad (2)$$

который оказывается в гамма-диапазоне исключительно малым по абсолютному значению. Так $D \geq 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ при $\lambda = 0,05 \text{ нм}$ и $\sigma_L n = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

В условиях несформированной резонаторной моды (зеркала отсутствуют) возникает требование, чтобы фотонный пучок на длине L не выходил за пределы сечения канала

$$L \leq D^2 / \lambda \approx 2 / \sigma_L n \quad (3)$$

что не является слишком строгим ограничением ($L < 2 \cdot 10^3 \text{ см}$ при $\sigma_L n = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$).

Поэтому объем канала

$$V = \pi D^2 L / 4 \geq \pi \lambda L / 2 \sigma_L n \quad (4)$$

также невелик даже при значительной длине L (например, $V > 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$ при $L = 100 \text{ см}$).

Соответственно полное число возбужденных ядер в канале

$$N = n_2 V \geq \frac{\pi \lambda L}{2 \sigma_L} \frac{n_2}{n} \quad (5)$$

может быть не слишком большим даже при достаточно высокой их концентрации (для того же примера $N \geq 5 \cdot 10^8$ при $n_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$).

Эти на удивление низкие оценочные значения не представляются недостижимыми в свете успехов современной техники глубокого охлаждения ансамблей свободных атомов и ионов. Ранее указывалось [1] на два пути получения монокинетизированных (глубоко “охлажденных”) популяций возбужденных ядер лазерными методами атомной оптики и в ускоренных ионных пучках. В связи с первым вариантом уместно указать на уже достигнутые результаты по удержанию в магнитной ловушке $N = 10^8$ охлажденных атомов лития с концентрацией $n = 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ [6] и цезия с $N = 10^6$ и $n = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ при температуре 6 мК [7], наблюдению бозе-эйнштейновского конденсата атомов натрия с $N = 5 \cdot 10^5$ и $n = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при температуре 2 мК [8] и др. Кроме того известны эксперименты по удержанию в ловушках радиоактивных нуклидов Rb^{79} [9], Fr^{210} [10] и др.

По второму варианту “охлаждения” ядерный ансамбль представляет собой ионный пучок [1-5] и приведенным оценкам концентрации соответствует ионный ток

$$J = \pi c e D^2 n_2 \sqrt{eU/8Mc^2} = \frac{\pi c e \lambda}{\sigma_L} \sqrt{\frac{eU}{Mc^2}} \frac{n_2}{n} \quad (6)$$

с плотностью

$$j = c e n_2 \sqrt{2eU/Mc^2} \quad (7)$$

где c - скорость света, e - заряд иона, M - его масса и eU - кинетическая энергия. Для того же численного примера с $n_2 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ это составляет достаточно реалистические значения $J \approx 70 \text{ мкА}$ и $j \approx 1 \text{ кА} \cdot \text{см}^{-2}$. Умеренные значения полного тока пучка практически устраняют эффект неоднородного уширения линии по сечению пучка, вызываемого его пространственным зарядом [1].

Значение проделанных простых оценок N и n_2 становится более наглядным после рассмотрения процесса усиления потока фотонов в пучке спонтанно

релаксирующих возбужденных ядер, причем их собственное спонтанное испускание фотонов в моды канала по всей его длине задает начальный уровень усиливаемого потока.

3. Усиление спонтанного гамма-излучения

Скорость спонтанного испускания фотонов в интервал телесных углов $\Delta\Omega$ и полосе частот $\Delta\omega < \Delta\omega_T$ возбужденными ядрами, заполняющими участок канала единичного сечения с длиной dz , равна

$$dR_{sp} = \frac{n_2}{\tau} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_T} dz \quad (8)$$

где τ - время жизни возбужденного состояния по отношению к радиационному распаду, $\Delta\omega_T$ - полная неоднородная ширина линии перехода. Скорость спонтанного испускания зависит от продольной координаты z , поскольку ядра движутся вдоль канала с постоянной скоростью v_0 , так что

$$n_2(z) = n_{20} \exp(-z/l) \quad (9)$$

где $l = v_0 \tau$ и $n_{20} = n_2(0)$ - начальная концентрация на входе в канал ($z=0$).

Поток фотонов спонтанного происхождения с плотностью I , захваченных в моды канала, распространяясь по нему претерпевает усиление (или затухание), описываемое уравнением

$$\frac{dI}{dx} = [\sigma(n_2 - n_1) - \sigma_L n] I \quad (10)$$

где σ - сечение стимулированного испускания, n_1 - концентрация ядер в нижнем состоянии перехода и $n = n_1 + n_2$ - полная концентрация ядер; продольная координата x для потока I , имеющего своим началом спонтанные фотоны, возникшие на участке канала от z до $z+dz$, пропорциональна z , причем $x=0$ в точке z и достигает конечного значения в точке $x=L-z$.

При наличии скрытой (спектрально-локальной) инверсии охлажденного пучка изомеров, когда линии поглощения и испускания смещены из-за отдачи, в концентрацию n_1 в коэффициенте усиления $\sigma(n_2 - n_1)$ в (10) следует включать

только ядра, оказавшиеся в нижнем состоянии в результате стимулированного перехода или же спонтанного испускания в моды канала усиления, но не изначально находящиеся на нижнем уровне, а также не перешедшие на нижний уровень при спонтанном испускании фотона в моды за пределами усилительного канала. Ядра последних двух типов находятся вне резонанса с фотонами, принадлежащими к усиливаемому потоку.

Что касается ядер первых двух типов, то они оказываются в резонансе, т.к. отдача от предыдущего акта испускания фотона придает им дополнительную скорость навстречу потоку усиливаемых фотонов

$$\Delta v = E_0 / Mc \quad (11)$$

которая из-за эффекта Доплера компенсирует расстройку между энергией фотонов усиливаемого потока

$$\hbar\omega = E_0(1 - E_0 / 2Mc^2) \quad (12)$$

и энергией центра линии поглощения

$$E_A = E_0(1 + E_0 / 2Mc^2) \quad (13)$$

т.к.

$$\hbar\omega(1 + \Delta v / c) = E_0(1 - E_0 / 2Mc^2)(1 + E_0 / 2Mc^2) \approx E_A \quad (14)$$

(E_0 - энергия перехода, $E_0^2 / 2Mc^2 = E_R$ - энергия отдачи).

Если принять, что концентрация таких резонансно поглощающих ядер существенно уступает n_2 , то уравнение (8) принимает вид -

$$\frac{dI}{I} = \left[\alpha_{20} \exp\left(-\frac{z+x}{l}\right) - \sigma_L n \right] dx \quad (15)$$

Кроме того предполагается, что падение концентрации n_2 за счет спонтанного радиационного процесса существенно доминирует над ее изменениями в результате стимулированного испускания и поглощения фотонов.

Решение уравнения (15)

$$I(z) = I_0 \exp \left[a e^{-z/l} - (1-b)z/l \right] \quad (16)$$

где

$$I_0 = \frac{n_{20}}{\tau} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_T} \exp\left[-ae^{-L/l} + bL/l\right] \quad (17)$$

и

$$a = \alpha_{20}l \quad b = \sigma_L nl \quad (18)$$

дает поток фотонов, имевший своим началом фотоны, испущенные спонтанно на участке от z до $z+dz$, и дошедший до конца канала $z=L$.

Полный выходной поток фотонов есть результат интегрирования от $z=0$ до $z=L$

$$I_T = I_0 l \int_{\exp(-L/l)}^1 e^{ay} y^{-b} dy \quad (19)$$

где произведена замена переменных $z/l = -\ln y$.

Наиболее интересен случай низких потерь фотонов (слабое затухание), когда

$$b \ll 1 \quad y^{-b} \rightarrow 1 \quad (20)$$

т.е.

$$I_T \approx (I_0 l / a) e^a (1 - e^{-Q}) \quad (21)$$

где $Q = a(1 - e^{-L/l})$ - параметр качества.

Величина I_T есть полный поток фотонов усиленного спонтанного испускания в моды канала длиной L . Его следует сопоставить с неусиленным потоком фотонов чисто спонтанного происхождения, который можно оценить, устремив в (21) $\sigma \rightarrow 0$:

$$I_{sp} = \frac{n_{20}}{\tau} \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_T} l e^{-bL/l} (1 - e^{-L/l}) \quad (22)$$

Отношение I_T / I_{sp} , характеризующее эффективность процесса стимулированного испускания, равно

$$I_T / I_{sp} = (e^Q - 1) / Q \quad (23)$$

Видно, что заметное превышение потока индуцированных фотонов над спонтанным фоном наблюдается при значениях параметра качества Q , превосходящих несколько единиц (например, $I_T / I_{sp} \geq 5$ при $Q \geq 2,6$). Иными словами необходимо, чтобы

$$b \ll 1;$$

$$L/b \gg 1;$$

$$Q > 1$$

$$(24)$$

Одним из преимуществ использования свободных ядер для экспериментов по стимулированному гамма-испусканию является возможность быстрого манипулирования их пучками, практически недоступная в твердотельной версии с мессбауэровскими изомерами. Протокол приготовления усиливающей среды из свободных ядер состоит из следующей цепи основных операций [1]: накачка в удаленной горячей зоне; формирование атомного или ионного пучка, его охлаждение для образования скрытой инверсии и, наконец, завершающий процесс усиления спонтанного излучения. Суммарная продолжительность всех стадий приготовления среды, даже при частичном совмещении некоторых операций, не должна существенно превосходить время жизни τ возбужденного состояния, чтобы сохранить достаточную концентрацию N_{20} к началу заключительной стадии.

Это требование вступает в противоречие с тенденцией к уменьшению времени жизни τ , которое определяет глубину охлаждения пучка, необходимую для приближения неоднородного уширения линии к естественной радиационной ширине и повышения тем самым коэффициента усиления. Это обстоятельство заметным образом может затруднить применение современных методов охлаждения атомных популяций с помощью оптических лазеров. Несколько проще обстоит дело при монокинетизации пучка его ускорением в электрическом поле [1], но и в этом случае время охлаждения вряд ли можно сделать существенно ниже нескольких десятков наносекунд.

Поэтому представляет интерес возможность радикального устранения отмеченного противоречия путем совмещения первой и последней стадий протокола, осуществляя накачку уже сформированного и охлажденного заранее пучка одновременно и параллельно с процессом стимулированного испускания. Это открывает возможность использования короткоживущих состояний со значительной радиационной шириной, что освобождает от необходимости в сверхглубоком "охлаждении" ядерного пучка.

Эта работа частично поддержана РФФИ (грант № 96-0201768a) и Программой EOARD (проект SPC96-4033.)

Московский государственный институт радиотехники,

электроники и автоматики (Технический университет)

Москва, 117454, просп. Вернадского 78.

Электрон. почта: rla@superlum.msk.ru

Литература

- 1 Л.А.Ривлин, Квантовая электроника, **19**, 513, 1992.
- 2 L.A.Rivlin, Laser Physics, **5**, 297, 1995.
- 3 C.B.Collins, L.A.Rivlin, Laser Physics, **6**, 617, 1996.
- 4 L.A.Rivlin, Proc. Int. Conf. LASERS'95, p.282. Charleston SC, USA, Dec. 4-8, 1995, STS-Press.
- 5 L.A.Rivlin, Laser and Particle Beams, **14**, 93, 1996.
- 6 C.A.Sackett et al. CLEO/QELS'95, Baltimore, USA, May 21-26 1995. Program QThB7, p.83.
- 7 A.Kuhn et al. CLEO/EUROPE-EQEC'96, Hamburg BRD, Sept. 8-13, 1996. Digest, QThK2, p.207.
- 8 N.J. van Druten et al. CLEO/QELS'96, Anaheim, USA, June 2-7, 1996. Program QWD2, p.113.
- 9 L.Orazco, CLEO/QELS'95, Baltimore, USA, May 21-26, 1995. Program QWF4, p.115.
- 10 J.E.Sismarian et al. Phys. Rev. Lett. **76**, 3522, 1996.

Индукцированная аннигиляция атомов позитрония при внешнем поджиге

А.А.Задержновский, Л.А.Ривлин

1. Введение

Антиматерия, как идеальный источник состояний с отрицательной температурой [1, 2], давно привлекает внимание исследователей, ищущих пути к получению когерентной генерации гамма-квантов и, в конечном итоге, созданию гамма лазера. Особенно часто, как наименее экзотическая, рассматривалась в этом отношении реакция аннигиляции электронов и позитронов [3-10]. В данной работе исследуется возможность внешнего поджига встречными фотонными пучками лавинообразной индуцированной аннигиляции атомов позитрония.

Как известно [11], при малых относительных скоростях свободных электронов и позитронов $v < \alpha c$ (α - постоянная тонкой структуры, c - скорость света в вакууме) становится существенным кулоновское притяжение между частицами и их аннигиляция происходит в большинстве случаев через стадию образования водородоподобного связанного состояния электрона и позитрона - атома позитрония. В низшем энергетическом состоянии атом позитрония существует в двух видах: с антипараллельными спинами электрона и позитрона (парапозитроний) и параллельными спинами электрона и позитрона (ортопозитроний). Основное состояние ортопозитрония со спином равным единице трехкратно вырождено по проекциям спина и поэтому атомов ортопозитрония образуется в три раза больше, чем атомов парапозитрония. В силу законов сохранения энергии и импульса и закона сохранения зарядовой четности при электромагнитных взаимодействиях, атом парапозитрония аннигилирует с испусканием только четного числа (двух и более) фотонов, а атом ортопозитрония - с испусканием только нечетного числа (трех и более) фотонов. В связи с этим, оба вида атомов позитрония оказываются чрезвычайно привлекательными для применения метода внешнего поджига индуцированной аннигиляции с помощью встречных интенсивных фотонных пучков.

2. Метод внешнего поджига индуцированной аннигиляции позитрония

Метод внешнего поджига встречными фотонными пучками двухквантового процесса стимулированного испускания впервые предложен в [12]. Возможность применения этого метода к коллективу свободных возбужденных ядер подробно рассмотрена в [13]. Показано, что в отличие от одноквантового процесса испускания с доплеровским уширением линии усиления, в процесс индуцированного излучения гамма квантов во встречных пучках фотонов с энергиями близкими к половине энергии ядерного перехода вовлекаются практически все ядра, независимо от их случайных индивидуальных скоростей. При этом, устанавливается присущий лишь двухквантовому стимулированному испусканию специальный вид динамической распределенной обратной связи без каких-либо отражающих структур. Нелинейность обратной связи вызывает лавинообразное снятие возбуждения ядер, сопровождающееся излучением гигантского импульса гамма квантов.

Применение метода внешнего поджига к ансамблю атомов позитрония имеет ряд особенностей [14], обусловленных аннигиляцией позитрония в процессе излучения, то есть исчезновением носителя импульса при испускании гамма квантов. В связи с этим, например, аннигиляция покоящегося атома парепозитрония сопровождается испусканием двух квантов строго противоположного направления и одинаковой энергии $\hbar\omega_0 \approx mc^2 = 0,511$ Мэв, равной половине энергии основного состояния. Движущийся же с некоторой скоростью V атом парепозитрония не может (в отличие от свободного ядра) испустить два одинаковых гамма кванта в противоположных направлениях. Аннигиляция парепозитрония препятствует выполнению закона сохранения импульса в этом процессе. Поэтому линия аннигиляционного излучения коллектива атомов парепозитрония имеет доплеровскую ширину $\Delta\omega_D$ и при облучении встречными поджигающими пучками фотонов, сосредоточенных в частотной полосе $\Delta\omega$ вблизи частоты ω_0 , в процесс индуцированной аннигиляции оказываются вовлеченными лишь малая доля $\varepsilon = \Delta\omega/\Delta\omega_D$ атомов позитрония, принадлежащих центральному участку их скоростного распределения вблизи $v=0$.

Возникающие в связи с этим повышенные требования к монокинетичности пучка атомов позитрония могут быть удовлетворены с помощью различных методов предварительной монокинетизации электронного и позитронного пучков, при смешивании которых образуется позитроний. Простейшим из них является метод ускорения заряженных частиц при одновременном воздействии импульсного электрического поля на все частицы, содержащиеся в межэлектродном промежутке [15].

Важным преимуществом атомов позитрония перед ядрами является возможность использования релятивистских позитрониевых пучков, что существенно снижает требования к источнику поджигающих фотонов встречного направления. Так, энергия поджигающих фотонов, которая в системе покоя парепозитрония должна быть равной $\hbar\omega_0 \approx mc^2 = 0,511$ Мэв может быть уменьшена благодаря доплеровской трансформации до величины $\hbar\omega_{\text{ign}}$, определяемой равенством

$$\hbar\omega_{\text{ign}} = \frac{mc^2}{\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}} \quad (1)$$

где γ - релятивистский фактор пучка атомов позитрония. Например, при энергии электронов и позитронов в пучке $mc^2\gamma \approx 260$ Мэв ($\gamma \approx 500$) энергия поджигающих фотонов может быть уменьшена в 10^3 раз и стать равной $\hbar\omega_{\text{ign}} = 0,5$ кэВ.

Одновременно с этим, в системе координат движущейся вместе с атомами позитрония в γ раз увеличивается плотность фотонов во встречном поджигающем пучке, а угловая расходимость $\Delta\Omega$ уменьшается в $[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}]^2 \approx 4\gamma^2$ раз. В результате, яркость (спектрально-угловая плотность потока фотонов) этого пучка фотонов возрастает в $4\gamma^3$ раз, что для приведенного численного примера составляет значительную величину $5 \cdot 10^8$.

Разумеется другой пучок фотонов, совпадающий с направлением движения атомов позитрония, испытывает обратную трансформацию и, поэтому, энергия поджигающих фотонов в нем должна быть чрезвычайно большой $2mc^2\gamma = 0,5$ ГэВ.

Следует отметить, однако, что фотоны нужной энергии и нужного направления рождаются в каждом акте двухквантовой спонтанно-стимулированной излучательной аннигиляции атомов парапозитрония, вызванной одним только первым поджигающим пучком. В таких радиационных переходах внешнее электромагнитное излучение стимулирует лишь одну часть двухквантового перехода к испусканию фотона, второй же фотон излучается спонтанно. При этом, согласно законам сохранения энергии и импульса в системе покоя атома позитрония частоты обоих фотонов совпадают, а направление вылета спонтанного фотона строго противоположно направлению стимулирующего излучения. Рожденные таким образом спонтанные фотоны идеально подходят для последующего участия в актах двухквантовой стимулированной аннигиляции атомов позитрония и, следовательно, могут играть роль второго поджигающего пучка.

Необходимо подчеркнуть, что такая жесткая связь между стимулированным и спонтанным фотонами уникальна именно для процесса аннигиляции, когда происходит исчезновение излучателя. При ядерных двухквантовых спонтанно-стимулированных переходах угол вылета спонтанного фотона по отношению к направлению стимулирующего излучения может изменяться в широких пределах от 0 до 2π , а импульс отдачи принимает на себя ядро.

Специфическими свойствами обладает внешний поджиг трехквантовой индуцированной аннигиляции ортопозитрония. В силу законов сохранения энергии и импульса, энергии $\hbar\omega_1, \hbar\omega_2, \hbar\omega_3$ трех испущенных аннигиляционных фотонов должны изображаться длинами сторон треугольника с периметром $2mc^2$. Поэтому векторы импульсов этих фотонов и углы между ними полностью определяются заданием энергий двух фотонов. При этом, если два фотона имеют суммарную энергию $\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = mc^2$, то импульсы всех трех фотонов должны лежать на одной прямой и третий фотон с энергией $\hbar\omega_3 = mc^2$ испускается в направлении в точности обратном направлению испускания первых двух. Для внешнего поджига "полностью" стимулированной аннигиляции теперь потребуется три пучка фотонов - два параллельных в одном направлении и один в противоположном направлении.

Особое значение имеет вырожденный случай равенства энергий $\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 = mc^2/2$, когда два параллельных потока фотонов одного направления сливаются в один поток, каждый фотон которого индуцирует в акте аннигиляции ортопозитрония испускание сразу двух квантов с энергией $\hbar\omega = mc^2/2$. В результате коэффициент усиления этого пучка фотонов возрастает вдвое по сравнению с пучком встречных фотонов. При этом, условия доплеровского релятивистского преобразования частоты поджигающих фотонов в этом пучке вдвое более мягкие, чем при поджиге двухквантовой индуцированной аннигиляции паропозитрония (1). Например, при энергии поджигающих фотонов $\hbar\omega_{\text{ign}} = 0,5 \text{ кэВ}$ теперь достаточно использовать релятивистский пучок атомов ортопозитрония с энергией электронов и позитронов $mc^2\gamma = 130 \text{ МэВ}$ ($\gamma \approx 250$) против 260 МэВ для двухквантовой аннигиляции паропозитрония.

Непременным атрибутом стимулированной аннигиляции позитрония в поле двух встречных пучков фотонов является динамическая распределенная обратная связь между встречными волнами. Рожденные фотоны по самому смыслу индуцированного излучения оказываются безупречно сфазированными и попадают в нужную моду. Нелинейность обратной связи определяет динамику усиления встречных пучков фотонов и при определенных условиях вызывает лавинообразную индуцированную аннигиляцию атомов позитрония, которая сопровождается излучением гигантского импульса гамма квантов.

3. Динамика усиления встречных поджигающих пучков. Паропозитроний.

В системе координат, движущейся вместе с пучком атомов паропозитрония с концентрацией N , усиление встречных потоков гамма квантов с плотностью I и I^* [$\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$] в телесном угле $\Delta\Omega$ и спектральной полосе $\Delta\omega_0 = 1/\tau$, равной обратному времени жизни паропозитрония, описывается в стационарном случае уравнениями

$$\frac{dI}{dz} = \beta(\varepsilon N - 1)II^* + \gamma\varepsilon N(I + I^*) + \varepsilon_0\varepsilon \frac{N}{\tau} - \sigma(N_+ + N_-)I \quad (2)$$

$$-\frac{dI^*}{dz} = \beta(\varepsilon N - 1)II^* + \gamma\varepsilon N(I + I^*) + \varepsilon_0\varepsilon \frac{N}{\tau} - \sigma(N_+ + N_-)I^* \quad (3)$$

где множитель $\varepsilon = \Delta\omega_0/\Delta\omega_D$ показывает долю атомов позитрония, взаимодействующих с внешними поджигающими пучками фотонов, $(N_+ + N_-)$ - совокупное число электронов и позитронов в пучке. Первые члены уравнений отвечают за двухквантовое стимулированное испускание или поглощение фотонов с коэффициентом β [см⁴с] при аннигиляции или рождении атомов позитрония, вторые члены учитывают спонтанно-стимулированное испускание фотонов во встречные пучки I и I^* с коэффициентом γ [см²], третьи члены описывают чисто спонтанное испускание, причем множитель $\varepsilon_0 = \Delta\Omega/4\pi$ показывает долю фотонов, попадающих в телесный угол $\Delta\Omega$, охватывающий пучки I и I^* , и последние члены характеризуют полные потери фотонов из каждого пучка с сечением рассеяния σ [см²]; z - продольная координата зоны усиления с длиной L .

Положительное усиление с $dI/dz > 0$ и $-dI^*/dz > 0$ достигается если

$$2\beta(\varepsilon N - 1)II^* > [\sigma(N_+ + N_-) - 2\gamma\varepsilon N](I + I^*) - 2\varepsilon_0\varepsilon N/\tau. \quad (4)$$

Отсюда, вводя интенсивности поджигающих пучков фотонов I_{ign} и $I_{\text{ign}}^* = I_{\text{ign}}/\mu$ на входе в область усиления, получаем условие, которое можно рассматривать как пороговое для поджига

$$I_{\text{ign}} > I_0(1 + \mu), \quad I_{\text{ign}}^* > I_0(1 + \mu)/\mu \quad (5)$$

где

$$I_0 = \frac{\sigma(N_+ + N_-)/N_0 - 2\varepsilon\gamma}{2\varepsilon\beta} \quad (6)$$

и последний член в (4) опущен из-за малости множителя ε_0 , а также предполагается, что начальная концентрация атомов позитрония N_0 достаточно велика, так что $\varepsilon N_0 \gg 1$.

Если интенсивности встречных пучков существенно превышают пороговый уровень, то в уравнениях (2), (3) можно пренебречь всеми членами, кроме первых. Тогда получаем

$$\frac{dI}{dz} = -\frac{dI^*}{dz} = \beta \varepsilon N I I^* \quad (7)$$

откуда $d(I + I^*)/dz = 0$ и $I + I^* = I_{\text{ign}} + I_{\text{out}}^* = I_{\text{ign}}^* + I_{\text{out}} = \text{const}$, где I_{out} и I_{out}^* - интенсивности пучков на выходе из области усиления. Результатом интегрирования системы (7) является трансцендентное уравнение для "чистого" значения выходной интенсивности $I_n = I_{\text{out}} - I_{\text{ign}} = I_{\text{out}}^* - I_{\text{ign}}^*$ на длине усиления L

$$\left(\frac{I_n}{I_{\text{ign}}} + 1 + \mu \right)^{-1} \ln \left[\left(\frac{I_n}{I_{\text{ign}}} + 1 \right) \left(\mu \frac{I_n}{I_{\text{ign}}} + 1 \right) \right] = I_{\text{ign}} \beta \varepsilon \tilde{N} L \quad (8)$$

где \tilde{N} - средняя концентрация атомов позитрония в пучке

$$\tilde{N} = \frac{1}{L} \int_0^L N(z) dz \quad (9)$$

Решение этого уравнения представлено на рис.1 в виде зависимости I_n/I_{ign} от параметра активности усиливающей среды $A = I_{\text{ign}} \beta \varepsilon \tilde{N} L$ для различной степени асимметрии интенсивностей поджигающих пучков фотонов μ .

Особенностью кривых является их неоднозначность и гистерезисный характер. При достижении параметра активности A критического значения происходит лавинообразный скачок на верхний участок \tilde{S} -образных кривых и резкое возрастание скорости индуцированной аннигиляции, сопровождающееся излучением гигантского импульса гамма квантов.

Необходимо отметить, что разрывный характер кривых на рис.1 имеет своей причиной действие динамической распределенной обратной связи между встречными потоками фотонов [16]. Коэффициент обратной связи ρ , определяемый через приращение плотности потока фотонов обратной волны dI^* на элементе длины dz под действием прямой волны с плотностью потока I , имеет вид

$$\rho = \frac{1}{I} \frac{dI^*}{dz} = \beta \epsilon N I^* \quad (10)$$

Нелинейный характер связи между встречными волнами обусловленный актами стимулированно-стимулированной аннигиляции паразитрония приводит к росту коэффициента связи ρ вместе с I^* , что и является причиной лавинообразного развития процесса индуцированной аннигиляции.

3. Вероятность индуцированной аннигиляции паразитрония

Связь между вероятностью спонтанной и индуцированной аннигиляции паразитрония проще всего установить с помощью соотношения Эйнштейна между спектральными коэффициентами спонтанного излучения $A(\omega)$ и индуцированного излучения $B(\omega)$ [17]

$$\frac{A}{B} = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3}, \quad (11)$$

где коэффициент $A(\omega)$ определяет вероятность спонтанного излучения фотона частоты ω в спектральный интервал $d\omega$ и интервал телесных углов $d\Omega$

$$dW_s = A(\omega) d\omega \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (12)$$

а коэффициент $B(\omega)$ - вероятность стимулированного излучения фотона той же частоты

$$dW_i = B(\omega) U(\omega, \theta, \varphi) d\omega d\Omega \quad (13)$$

в присутствии электромагнитной волны со спектрально-угловой плотностью энергии $U(\omega, \theta, \varphi)$. С помощью соотношения Эйнштейна (11) перепишем (13) в виде удобном для дальнейшего применения

$$dW_i = (\lambda^2/4)A(\omega)I(\omega, \mathbf{k})d\omega d\Omega \quad (14)$$

где $I(\omega, \mathbf{k}) = I(\omega, \theta, \varphi)$ - спектрально-угловая плотность потока фотонов (яркость) стимулирующего излучения с длиной волны λ и волновым вектором \mathbf{k} .

Вероятность в единицу времени двухквантовой спонтанно-спонтанной аннигиляции атома парапозитрония с излучением фотона частоты ω в спектральный интервал $d\omega$ и интервал телесных углов $d\Omega$ равна

$$dW_{ss} = W_{ss}g(\omega - \omega_0)d\omega \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (15)$$

где $W_{ss} = 1/\tau$ - обратное время жизни парапозитрония, $W_{ss} = \alpha^5 mc^2/(2\hbar) = 0,8 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ [11], $g(\omega)$ - функция Лоренца с шириной $\Delta\omega_0 = 1/\tau$ и $\hbar\omega_0 = mc^2$.

Используя дважды переход от (12) к (14), найдем сначала вероятность в единицу времени спонтанно-стимулированной аннигиляции

$$dW_{is} = (\lambda^2/4)W_{ss}g(\omega - \omega_0)I(\omega, \mathbf{k})d\omega d\Omega, \quad (16)$$

а затем и стимулированно-стимулированной аннигиляции парапозитрония

$$dW_{ii} = (\pi \lambda^4/4)W_{ss}g(\omega - \omega_0)I(\omega, \mathbf{k})I^*(\omega, -\mathbf{k})d\omega d\Omega \quad (17)$$

во встречных потоках стимулирующего излучения с яркостью фотонных пучков $I(\omega, \mathbf{k})$ и $I^*(\omega, -\mathbf{k})$.

Соответственно, скоростная константа γ в уравнениях (2), (3), отвечающая за вклад спонтанно-стимулированной аннигиляции, равна

$$\gamma = \lambda_c^2/(2\pi), \quad (18)$$

где $\lambda_c = 2\pi\hbar/(mc) = 2,4 \cdot 10^{-10}$ см есть комптоновская длина волны и $\gamma = 0,9 \cdot 10^{20}$ см², а скоростная константа β , дающая вклад стимулированно-стимулированных актов аннигиляции имеет вид

$$\beta = \frac{\lambda_c^4}{2} \frac{1}{\Delta\omega_0 \Delta\Omega} \quad (19)$$

4. Численные оценки для парапозитрония

Численные оценки представлены для пучка, в котором атомов парапозитрония в 10^2 раз меньше, чем свободных электронов и позитронов, а степень монокинетичности такова, что доля атомов парапозитрония, взаимодействующих с фотонными пучками, составляет $\varepsilon = 10^{-5}$.

Пороговые яркости поджигающих пучков фотонов оцениваются по (5) и (6) величинами $I_{\text{ign}}/(\Delta\omega_0 \Delta\Omega) > 8 \cdot 10^{22}$ см⁻² страд⁻¹ и $I_{\text{ign}}^*/(\Delta\omega_0 \Delta\Omega) > 8 \cdot 10^{20}$ см⁻² страд⁻¹, где принят коэффициент асимметрии $\mu = 100$ и учтено, что основной причиной потерь гамма квантов из пучка является комптоновское рассеяние фотонов с сечением в рассматриваемой области частот равным [11] $\sigma \approx 0,4(8\pi/3)r_0^2 = 2,6 \cdot 10^{-25}$ см² (r_0 - классический радиус электрона, $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см).

Параметр активности среды, критический для начала поджига лавинообразной индуцированной аннигиляции парапозитрония определяется условием $A_{\text{cr}} = (I_{\text{ign}} \beta \varepsilon \tilde{N} L)_{\text{cr}} \sim 1$ (см. рис.1), которое для порогового значения яркости поджигающего фотонного пучка $I_{\text{ign}}/(\Delta\omega_0 \Delta\Omega) = 8 \cdot 10^{22}$ см⁻² страд⁻¹ может быть удовлетворено, например, при $\tilde{N} = 10^{18}$ см⁻³ и $L = 10$ м. Критические значения A_{cr} и $(I_{\text{n}}/I_{\text{ign}})_{\text{cr}}$ логарифмически слабо зависят от степени асимметрии поджига μ , что позволяет надеяться на старт процесса лавинообразной индуцированной аннигиляции позитрония с уровня плотности потока спонтанных фотонов, испущенных при спонтанно-стимулированных актах аннигиляции, то есть в отсутствие внешнего поджигающего пучка I^* . В этом случае имеет смысл использовать преимущества

релятивистского движения атомов позитрония. Как указывалось выше, встречное движение атомов позитрония в пучке с релятивистским фактором $\gamma \approx 500$ позволяет в $4\gamma^3 = 5 \cdot 10^8$ раз снизить яркость поджигающего фотонного пучка. Кроме того, энергия фотонов в поджигающем пучке может быть снижена, согласно (1), в $2\gamma = 10^3$ раз. В итоге, пороговое значение спектрально-угловой плотности потока энергии в поджигающем пучке составит $0,8 \cdot 10^{17}$ эВ см⁻² страд⁻¹, что попадает в диапазон достижимый с помощью рентгеновских лазеров.

5. Динамика усиления встречных поджигающих пучков. Ортопозитроний.

Лавинообразное излучение гигантского импульса гамма квантов происходит и при внешнем поджиге трехквантовой индуцированной аннигиляции ортопозитрония. В вырожденном случае, когда поджиг осуществляется двумя встречными пучками фотонов с плотностями потоков I и I^* и энергиями фотонов, соответственно, $\hbar\omega = \hbar\omega_0/2 = mc^2/2$ и $\hbar\omega^* = \hbar\omega_0 = mc^2$, стационарный процесс усиления описывается системой из двух уравнений

$$\frac{1}{2} \frac{dI}{dz} = -\frac{dI^*}{dz} = \chi \varepsilon N I^2 I^* \quad (20)$$

Интегрирование этой системы приводит к трансцендентному уравнению

$$\frac{\ln \left[\left(\mu \frac{I_n}{I_{ign}} + 1 \right) \left(2 \frac{I_n}{I_{ign}} + 1 \right) \right]}{\left(2 \frac{I_n}{I_{ign}} + 1 + \frac{2}{\mu} \right)^2} + \frac{2 \frac{I_n}{I_{ign}}}{\left(2 \frac{I_n}{I_{ign}} + 1 + \frac{2}{\mu} \right) \left(2 \frac{I_n}{I_{ign}} + 1 \right)} = I_{ign}^2 \chi \varepsilon \tilde{N} L \quad (21)$$

где $I_n = I_{ign}^* - I_{out}^* = (1/2)(I_{ign} - I_{out})$ - чистый выход пучка I^* , а I_{ign} и $I_{ign}^* = I_{ign}/\mu$ плотности внешних потоков поджигающих фотонов на входе в область усиления. Решение этого уравнения представлено на рис.2 в виде зависимости I_n/I_{ign} от параметра активности среды $A = I_{ign}^2 \chi \varepsilon \tilde{N} L$ при различных значениях ассиметрии интенсивностей поджигающих пучков. Видна неоднозначность этой зависимости,

свидетельствующая о лавинообразном развитии процесса индуцированной аннигиляции при критических значениях параметра активности $A = A_{\text{кр}} \sim 1$.

Скоростная константа χ , входящая в уравнения (20), может быть получена следующим образом. Начать надо с выражения для вероятности в единицу времени спонтанной трехквантовой аннигиляции с испусканием двух фотонов частоты $\omega = \omega_0/2$ в одном направлении и третьего фотона частоты $\omega^* = \omega_0$ в противоположном направлении в частотный интервал $d\omega$ и телесный угол $d\Omega$

$$dW_s^{(0)} = W_s^{(0)} g(\omega - \frac{\omega_0}{2}) d\omega \frac{d\Omega}{4\pi}, \quad (22)$$

где $W_s^{(0)}$ связана с обратным временем жизни ортопозитрония

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{2(\pi^2 - 9)}{9\pi} \alpha^6 \frac{mc^2}{\hbar} = 0,7 \cdot 10^7 \text{с}^{-1} \quad (23)$$

следующим соотношением [11]

$$W_s^{(0)} = \frac{2}{(\pi^2 - 9)} \frac{1}{\omega_0^2 \tau_0^3}. \quad (24)$$

Применяя затем трижды переход от (12) к (14), придем к выражению для скорости “полностью” индуцированной трехквантовой аннигиляции ортопозитрония во встречных фотонных пучках

$$dW_i^{(0)} = \left(\frac{\pi \lambda^3}{4} \right)^2 W_s^{(0)} g(\omega - \frac{\omega_0}{2}) I^2(\omega, \mathbf{k}) I^*(2\omega, -2\mathbf{k}) d\omega d\Omega, \quad (25)$$

откуда для скоростной константы χ индуцированной аннигиляции ортопозитрония получаем следующее выражение

$$\chi = \frac{4}{\pi(\pi^2 - 9)} \frac{\lambda_c^8}{\tau_0^2 c^2} \frac{1}{(\Delta\omega_0 \Delta\Omega)^2}. \quad (26)$$

Оценка пороговой плотности потока фотонов поджигающего пучка приводит к

$$I_{\text{ign}} > \left[\frac{\sigma(N_+ + N_-) (\mu + 1)}{N \varepsilon \chi} \right]^{1/2}, \quad (27)$$

что дает чрезвычайно большую пороговую яркость $I_{\text{ign}}/(\Delta\omega_0\Delta\Omega) = 1,5 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ страд}^{-1}$, далеко выходящую за пределы возможностей современных источников излучения и делающую поджиг индуцированной аннигиляции ортопозитрония в настоящее время нереальным.

6. Заключение

Проведенный анализ раскрывает основные преимущества и недостатки метода внешнего поджига встречными фотонными пучками процесса индуцированной аннигиляции атомов позитрония:

- Устанавливается присущий лишь двухквантовому стимулированному испусканию во встречных пучках специальный вид динамической распределенной обратной связи без каких-либо отражающих структур.
- Нелинейность обратной связи с коэффициентом, пропорциональным интенсивности пучка фотонов, вызывает лавинообразную аннигиляцию атомов позитрония, сопровождающуюся излучением гигантского импульса гамма квантов.
- Возможность использования релятивистских пучков атомов позитрония существенно снижает требования к источнику поджигающих фотонов встречного направления. При энергии электронов и позитронов $mc^2\gamma \approx 260 \text{ МэВ}$ ($\gamma \approx 500$) пороговая спектрально-угловая плотность потока энергии в поджигающем пучке составляет для парпозитрония величину $0,8 \cdot 10^{17} \text{ эВ см}^{-2} \text{ страд}^{-1}$, попадающую в диапазон рентгеновских лазеров.
- Спонтанные фотоны, испускаемые в каждом акте спонтанно-стимулированной излучательной аннигиляции атомов позитрония, вызванной одним только первым поджигающим пучком, идеально подходят для последующего участия в актах двухквантовой стимулированно-стимулированной аннигиляции и, следовательно, могут играть роль второго поджигающего пучка.

- Осуществлению подобного процесса сегодня мешает отсутствие источников поджигающих гамма квантов достаточной яркости (для ортопозитрония) и достаточной длительности импульса (для парапозитрония) и поэтому преимущества метода внешнего поджига индуцированной аннигиляции атомов позитрония могут, по-видимому успешно проявиться лишь в окончательной ступени источника гамма-квантов (например, после рентгеновского или гамма лазера, релятивистского ондулятора или лазера на свободных электронах и т. п.) для получения кратковременного импульса гамма фотонов значительной пиковой амплитуды.

Данная работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 96-02-17686а) и EOARD (проекты SPC-96-4032 и SPC-96-4033).

Литература

1. Dirac P.A.M. Proc. Cambr.Phil. Soc., **26**, 361, 1930
2. Ривлин Л.А. Квантовая электроника, **1**, 2065, 1974
3. Rivlin L.A. Sov. J. Quantum Electronics, **6**, 1313, 1976
4. Rivlin L.A. Sov. J. Quantum Electronics, **8**, 1412, 1978
5. Bertolotti M., Sibilis C. Nuovo Cimento Lett., **21**, 261, 1978
6. Bertolotti M., Sibilis C. Appl. Phys. **19**, 127, 1979
7. Winterberg F. Z. Naturforsch **41a**, 1005, 1986
8. Loeb A., Eliezer S. Laser and Particle Beams. **4**, 577, 1986
9. Rivlin L.A. Sov. J. Quantum Electronics, **24**, 261, 1994
10. Gadomsky O.N., Krutitsky K.V. Laser Physics **5**, 127, 1995
11. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая Электродинамика. М: "Наука", 1980, с.414
12. Rivlin L.A. Laser Physics **5**, 297, 1995
13. Rivlin L.A., Zadernovsky A.A. Laser Physics **6**, 956, 1996
14. Rivlin L.A. 7th International Workshop on Atomic Physics for Ion-Driven Fusion. Oct. 16-20, 1995, Madrid, Spain
15. Ривлин Л.А. Квантовая электроника, **19**, 513, 1992
16. Ривлин Л.А. Квантовая электроника, **23**, , 1996
17. Loudon R. The Quantum Theory of Light. Clarendon Press, Oxford 1973, ch. 1.